



# QUANTIFICATION DES PARAMETRES DE TRANSPORT DES SOLUTES EN MILIEUX POREUX PAR TOMOGRAPHIE DE RESISTIVITE ELECTRIQUE: DEVELOPPEMENTS METHODOLOGIQUES ET EXPERIMENTAUX

Grégory Lekmine

## ► To cite this version:

Grégory Lekmine. QUANTIFICATION DES PARAMETRES DE TRANSPORT DES SOLUTES EN MILIEUX POREUX PAR TOMOGRAPHIE DE RESISTIVITE ELECTRIQUE: DEVELOPPEMENTS METHODOLOGIQUES ET EXPERIMENTAUX. Sciences de la Terre. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT: . tel-00682952

**HAL Id: tel-00682952**

**<https://theses.hal.science/tel-00682952>**

Submitted on 27 Mar 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI - ORSAY



U.F.R DE SCIENCES DE LA TERRE



THÈSE

pour l'obtention du diplôme de :



DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers

Spécialité : Hydrogéophysique

## QUANTIFICATION DES PARAMÈTRES DE TRANSPORT DES SOLUTÉS EN MILIEUX POREUX PAR TOMOGRAPHIE DE RÉSISTIVITÉ ÉLECTRIQUE : DÉVELOPPEMENTS MÉTHODOLOGIQUES ET EXPÉRIMENTAUX

Présentée par : Grégory LEKMINE

le 27 Juin 2011

Jury :

M. R. GUERIN	Rapporteur
M. F. DELAY	Rapporteur
M. I. IPPOLITO	Examineur
M. P. TUCHOLKA	Examineur
M. H. AURADOU	Directeur de thèse
M. M. PESSEL	Directeur de thèse

# UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI - ORSAY



U.F.R DE SCIENCES DE LA TERRE



phD  
to obtain the degree of :



DOCTOR OF UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Discipline : Earth Sciences: hydrogeophysics

## QUANTIFICATION OF SOLUTE TRANSPORT PARAMETERS IN POROUS MEDIA BY ELECTRICAL RESISTIVITY TOMOGRAPHY : METHODOLOGICAL AND EXPERIMENTAL PROGRESS

Presented by : Grégory LEKMINE

the 27 of June 2011

Jury :

M. R. GUERIN	Rapporteur
M. F. DELAY	Rapporteur
M I. IPPOLITO	Examineur
M. P. TUCHOLKA	Examineur
M. H. AURADOU	Directeur de thèse
M. M. PESSEL	Directeur de thèse

## Résumé

La tomographie de résistivité électrique (ERT) est une méthode courante géophysique de terrain, souvent utilisée pour détecter et l'évolution suivre les panaches de polluants en zone saturée. L'ERT est cependant une méthode intégratrice dont la fiabilité des modèles est confrontée aux problèmes de non-unicité des solutions du problème inverse. Ces contraintes limitent l'interprétation des modèles à un aspect qualitatif de la distribution des contrastes de résistivité modélisés en 2D ou 3D, résultant du choix des paramètres d'inversion et de l'association de paramètres du milieu non identifiables à l'échelle du volume poreux.

Cette thèse propose de tester la faisabilité de la méthode pour quantifier les paramètres de transport de polluants et de solutés miscibles au contact des eaux souterraines, ainsi que la sensibilité des paramètres d'inversion les plus influents sur la modélisation.

Les tests expérimentaux sont réalisés en laboratoire sur des empilements 2D de billes de verre sphériques (de l'ordre de la 100<sup>ème</sup> de  $\mu\text{m}$ ) dans un réservoir en plexiglas transparent. Deux réseaux verticaux de 21 électrodes sont disposés sur les bords latéraux du réservoir pour effectuer le suivi ERT du traceur salé (NaCl dissout) à partir de 210 points de mesures en dipôle-dipôle transverse acquis toutes les 5 minutes afin d'optimiser la résolution temporelle. Le dispositif est également disposé face à un panneau lumineux permettant de réaliser un suivi vidéo simultané du colorant.

L'analyse vidéo révèle une propagation plus rapide du colorant sur les bords latéraux qui reste somme toute négligeable pour les débits à la pompe les plus faibles. En revanche les mesures ERT sont fortement perturbées par les effets résistants de la cellule plexiglas qui se répercutent sur les modèles. La normalisation des mesures de résistivité apparente à partir d'une série acquise à l'état initial permet de les atténuer fortement.

La modélisation est particulièrement sensible au choix du maillage, aux normes appliquées ( $L_1$  ou  $L_2$ ) sur les données et les paramètres, et au facteur d'amortissement  $\lambda$ . Des valeurs trop élevées de  $\lambda$  et du facteur d'acceptance tendent à lisser les contrastes au niveau du front de dispersion et augmentent l'impact des effets des bords horizontaux sur  $D$  et  $\alpha$ . A l'inverse, une modélisation contrainte par de faibles valeurs de  $\lambda$  et du facteur d'acceptance donnent des résultats plus proches de l'analyse vidéo, mais produit des effets de bosses à l'avant et à l'arrière du front.

La vitesse interstitielle  $u$  est indépendante du choix des paramètres d'inversion pour l'ERT. Pour les deux méthodes  $u$  est toujours inférieure au débit imposé par la pompe, dont le décalage est exprimé par le facteur retard  $R_f$ . Les effets de retard résultent de l'adsorption du  $\text{Na}^+$  sur les surfaces des billes de verre chargées négativement qui retarde le front de dispersion du suivi ERT. Pour le suivi vidéo, la taille importante de la molécule du colorant favorise son piégeage dans les zones où la perméabilité est plus faible, en plus d'une éventuelle affinité avec la surface solide. Les contrastes de conductivité et la stabilité de l'interface créent par la différence de densité entre les fluides testés ici n'ont pas d'influences significatives sur la dispersion qui est dominée par le débit imposé à la pompe.

Les estimations du coefficient de dispersion  $D$  en fonction du nombre de Péclet sont cohérentes avec la courbe théorique de Bachmat (1968). Cependant la dispersivité  $\alpha$  augmente pour les vitesses d'écoulement les plus élevées.

Les premières expérimentations de terrain réalisées en 2D sur des sables de Fontainebleau présentent l'avantage de s'affranchir des effets de bords inhérents au laboratoire. En revanche la recalibration des données normalisée par la loi de Archie est plus complexe puisqu'il est nécessaire de tenir compte de l'état de saturation de la résistivité des fluides initialement présents. De plus l'erreur importante sur les modèles ne permet pas de déduire une estimation fiable des paramètres de transport  $u$ ,  $\alpha$  (ou  $D$ ), et  $R_f$ .



# Abstract

Electrical resistivity tomography is a common geophysical method often used to detect and follow plume pollutants in aquifers. However ERT is an integrative method whose reliability of the models is faced to the non-unicity of the inverse problem solutions. These constraints limit the interpretation to a qualitative view of the resistivity contrast distribution modelled in 2D or 3D, being the result of the choice of the inverse parameters and the combination of several hydrodynamic parameters related to the poral network.

The purpose of this thesis is to test the abilities of the ERT imaging to quantify solute transport parameters in miscible displacement occurred in groundwater and the sensitivity of the inverse parameters most influencing the modelling of the dispersion front.

Tests are conducted from laboratory experiments led on glass bead packs poured into a transparent plexiglas container. Two vertical lines of 21 stainless steel electrodes are fixed on the lateral sides of the container to perform the ERT monitoring, of the NaCl dissolved in the tracer, from a sequence of 210 quadripole measurements acquired in transverse dipole-dipole each 5 minutes. A light panel is placed behind the experimental device and a video follow up of the dyed part of the tracer is done from the other side.

Video analysis reveal a faster propagation of the dye in contact of the vertical edge, which is negligible for the lowest flow rates imposed by the pump. In contrast, ERT measurements are strongly disturbed by the resistant edges of the plexiglas container that affect the resulting models. Normalisation of the apparent resistivity measurements from a set acquired at the experimental stage and by the Archies law strongly tones down these resistive artefacts.

ERT modelling is here particularly sensitive to the grid mesh, the norm ( $L_1$  or  $L_2$ ) applied on data and parameters, and the damping factor  $\lambda$ . High values of  $\lambda$  and the cutoff factor tend to smooth the resistivity contrasts in the area of the mixing front and increase the weight of the horizontal edge effects on  $D$  and  $\alpha$ . While results from inverse modelling constraint by low  $\lambda$  and cutoff factors are much closer to the video analysis but with enhanced side slope effects at the rear and the front of the mixing area.

The interstitial velocity  $u$  is independant of the choice of the inverse parameters. For both methods  $u$  is always inferior to the flow rate provided by the pump, whose the gap is expressed as a retardation factor  $R_f$ . This retardation is due to adsorption of  $Na^+$  on the beads surfaces, which contributes to delay the dispersion front followed by ERT. The retardation expressed by the video analysis can be due to the important size of the molecule of the dye which is easily slowed down in lower permeability areas, added to an eventual affinity to the solid surface.

The ranges of fluid conductivity contrasts and stability of the interfaces tested here have no influences on the dispersion which is dominated by the flow velocity  $u$ . Estimations of the dispersion coefficient  $D$  as function of the Péclet is consistent with the theoretical curve of Bachmat (1968) and Bijeljic & al (2004).

First field experiments are conducted in 2D on homogeneous unsaturated sand where measurements are free of all kind of edge effects. However, data normalisation is much more complicated since the saturation state and the initial fluid conductivities need to be estimated to calibrate the Archies law. Moreover, the RMS error of the ERT models highlights that the inversion process is not enough constraint by the data which does not allow to quantify the transport parameters.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>I Méthodologie</b>	<b>16</b>
I.1 La prospection électrique . . . . .	16
I.1.1 Principe de la mesure de résistivité électrique . . . . .	16
I.1.2 Acquisition des données de terrain . . . . .	18
I.1.3 Sensibilité électrique . . . . .	20
I.2 La tomographie de résistivité électrique : inversion 2D . . . . .	23
I.2.1 Principe . . . . .	23
I.2.2 Le problème direct . . . . .	24
I.2.2.1 L'équation de Poisson . . . . .	24
I.2.2.2 Principe de résolution par la méthode des éléments finis . . . . .	25
I.2.2.3 Le choix du maillage . . . . .	26
I.2.3 Le problème inverse . . . . .	26
I.2.3.1 Méthodes d'inversion non linéaire . . . . .	26
I.2.3.2 Normes et fonction objectif . . . . .	27
I.2.3.3 Méthode des moindres carrés : formulation de Gauss-Newton . . . . .	28
I.2.3.4 Régularisation de Marquardt-Levenberg . . . . .	31
I.2.3.5 Paramètres de lissage et matrices de covariance : application sous Res2Dinv . . . . .	32
I.3 Relations pétrophysiques . . . . .	34
I.3.1 Facteurs contrôlant la résistivité électrique . . . . .	34
I.3.2 La loi empirique de Archie . . . . .	36
I.3.3 L'extension de Waxman et Smits . . . . .	40
I.3.4 Le modèle de Rhoades . . . . .	40
I.3.5 Le modèle de Mualem-Friedman . . . . .	41
I.3.6 Choix du modèle . . . . .	42

I.4	Ecoulement et transport de solutés en milieu poreux saturé . . . . .	44
I.4.1	La loi de Darcy . . . . .	44
I.4.2	Equation de convection-dispersion . . . . .	46
I.4.3	Effet du facteur $r$ : cas des réactions linéaires instantanées . . . . .	50
I.4.4	Solutions analytiques de l'équation de convection-dispersion . . . . .	52
I.4.5	Effets gravitaires et visqueux sur les écoulements de fluides miscibles . . . . .	53
<b>II</b>	<b>Protocole expérimental : procédure d'acquisition et de traitement des données</b>	<b>56</b>
II.1	Dispositif expérimental . . . . .	56
II.1.1	Description du montage . . . . .	56
II.1.2	Procédure d'injection du traceur . . . . .	57
II.1.3	Suivi vidéo et traitement d'images . . . . .	60
II.2	Mesures électriques . . . . .	63
II.2.1	Sélection de la série de mesures ERT . . . . .	63
II.2.2	Conditions expérimentales du suivi électrique . . . . .	66
II.2.3	Traitement des données . . . . .	66
II.2.3.1	Correction de la dérive temporelle . . . . .	66
II.2.3.2	Normalisation des mesures de résistivité apparente . . . . .	67
II.3	Imagerie électrique . . . . .	71
II.3.1	Paramétrisation de l'inversion sous Res2Dinv . . . . .	71
II.3.2	Quantification des concentrations en soluté . . . . .	73
<b>III</b>	<b>Dispersion 2D en milieu poreux homogène</b>	<b>75</b>
III.1	Injection continue . . . . .	75
III.1.1	Suivi qualitatif du front de dispersion . . . . .	75
III.1.2	Vitesses moyennes et coefficients de retard . . . . .	78
III.1.3	Paramètres d'inversion dominant sur la dispersion . . . . .	80
III.1.3.1	La fonction objectif . . . . .	81
III.1.3.2	Le facteur d'amortissement . . . . .	85
III.1.3.3	Conclusion . . . . .	93
III.1.4	Le rôle des propriétés des fluides et des propriétés d'écoulement sur l'estimation du coefficient de dispersion $D$ (ou de la dispersivité $\alpha$ ) . . . . .	93
III.1.4.1	Influence du contraste de conductivité des fluides . . . . .	94
III.1.4.2	Effets gravitaires sur le coefficient de dispersion $D$ . . . . .	96
III.1.4.3	Influence du débit sur la mesure de la dispersion . . . . .	98
III.1.4.4	Conclusion . . . . .	101

III.2 Injection instantanée . . . . .	102
III.2.1 Injection d'une bande de traceur . . . . .	103
III.2.1.1 Description qualitative du suivi du traceur . . . . .	103
III.2.1.2 Ajustement des concentrations : estimation de $D$ , $\alpha$ et $u$ . . . . .	106
III.2.1.3 Influence du facteur d'amortissement $\lambda$ et des normes . . . . .	109
III.2.1.4 Conclusion . . . . .	113
III.2.2 Injection ponctuelle instantane . . . . .	115
III.2.2.1 Description qualitative du suivi du traceur . . . . .	115
III.2.2.2 Ajustement des concentrations . . . . .	117
III.2.2.3 Influence du débit sur le coefficient de dispersion $D$ et la dispersivité $\alpha$	122
III.2.2.4 Conclusion . . . . .	123
<b>IV Expérimentations de terrain : tests préliminaires</b>	<b>125</b>
IV.1 Objectifs . . . . .	125
IV.2 Montage expérimental . . . . .	125
IV.3 Acquisition des données . . . . .	126
IV.4 Calibration de la loi de Archie . . . . .	127
IV.5 Premier résultats d'inversion . . . . .	128
IV.6 Conclusion . . . . .	131
<b>Conclusions/perspectives</b>	<b>132</b>
Conclusions . . . . .	132
Perspectives . . . . .	134
<b>Bibliographie</b>	<b>136</b>
<b>Annexes</b>	<b>151</b>
Annexe 1 : Milieu à double perméabilité . . . . .	151
1.1 Protocole de formation des frittés de billes de verre . . . . .	151
1.2 Suivis qualitatifs en injections large et ponctuelle. . . . .	151

# Table des figures

I.1	<i>Schéma illustratif de la résistivité <math>\rho</math> définie à partir d'un courant <math>I</math> circulant à travers un volume de résistance <math>R</math> et de surface <math>S</math>.</i> . . . . .	16
I.2	<i>Panneau 2D de résistivité apparente produit à partir de mesures acquises par sondage et trainé électrique.</i> . . . . .	18
I.3	<i>Exemples de configurations d'électrodes appliquées lors de mesures de puits : dipôle-dipôle équatorial (a), dipôle-dipôle transverse (b) et puits-surface (c)</i> . . . . .	19
I.4	<i>Sections 2D de sensibilité électrique pour 3 quadripôles de mesures utilisés en forage, calculée analytiquement à partir des dérivées de Fréchet pour un demi-espace homogène (Spitzer, 1998) : dipôle-dipôle équatorial (a), dipôle-dipôle transverse (b) et puits-surface (c)</i> . . . . .	21
I.5	<i>Schéma d'un processus d'inversion non linéaire résolue par la méthode de Gauss-Newton.</i> . . . . .	24
I.6	<i>Schéma de la propagation de quelques lignes de courant en milieu poreux. Les particules présentent une orientation préférentielle horizontale.</i> . . . . .	35
I.7	<i>Gammes de résistivités électriques des principaux types de roches.</i> . . . . .	37
I.8	<i>Schéma représentatif des paramètres de la loi de Darcy pour un écoulement horizontal.</i>	44
I.9	<i>Vitesse moyenne d'écoulement dans les pores <math>u = \frac{U}{\phi}</math></i> . . . . .	45
I.10	<i>Régimes de dispersion illustrés à partir de la synthèse de courbes théoriques et de résultats expérimentaux de la littérature (d'après Bear, 1972).</i> . . . . .	48
I.11	<i>Caractérisation du front de dispersion <math>\omega</math> pour <math>Pe = 18</math> en a) et <math>Pe = 56</math> en b).</i> . .	49
I.12	<i>Diagramme de stabilité à l'interface entre deux fluides miscibles en mouvement. (Flowers et Hunt, 2007)</i> . . . . .	55
II.1	<i>Représentation schématique du dispositif expérimental. <math>H = 27.5</math> cm, <math>L = 8.5</math> cm, <math>E = 1</math> cm. Profil de la cellule en plexiglas remplie de billes de verre (à droite). <math>s = 1</math> cm, <math>a = 3.75</math> cm, <math>b = 20</math> cm.</i> . . . . .	57
II.2	<i>Dispositif expérimental pendant le pompage vertical d'un traceur coloré. <math>H = 27.5</math> cm, <math>L = 8.5</math> cm, <math>E = 1</math> cm.</i> . . . . .	58

II.3	<i>Coefficients de diffusion moléculaire <math>D_m</math> pour <math>Na^+</math> et <math>Cl^-</math> en fonction de la concentration en NaCl dissout, d'après Uchida et Matsuoka (2004).</i>	59
II.4	<i>Images 2D en niveau de gris de la concentration relative en colorant <math>C/C_0</math> estimée à partir de l'équation II.5 appliquée au pas de temps <math>t</math> (à gauche). Variations verticales de la concentration <math>c = C/C_0</math> moyennée horizontalement sur une bande centrale <math>\Delta X</math> correspondant à <math>3,5\text{ cm} &lt; x &lt; 5\text{ cm}</math> (courbe noire) et ajustée par l'équation I.65 (courbe rouge).</i>	61
II.5	<i>Influence des effets de bords sur l'estimation du coefficient de dispersion <math>(D/R_f)/D_m</math>. <math>\Delta X</math> est centré sur <math>x = 4,25\text{ cm}</math>.</i>	62
II.6	<i>Influence des effets de bords sur l'estimation de la vitesse moyenne dans les pores <math>u</math>, avec <math>u/\Delta X = 5,558.10^{-3}</math>.</i>	63
II.7	<i>Distribution de la sensibilité relative calculée pour 5 protocoles de mesures standard réalisées dans des conditions de front fixe (ligne tiretée). La partie saturée par le traceur est à <math>18\ \Omega.m</math> et la partie supérieure à <math>45\ \Omega.m</math>.</i>	65
II.8	<i>Distribution des contrastes de résistivité après inversion des données du pas de temps <math>t_7=2052\text{ s}</math> de l'expérience 26 (Tab. III.1) pour <math>\bar{z} = 15\text{ cm}</math>. A gauche : inversion des données brutes (iter.7, <math>\varphi = 11.4\%</math>). A droite : inversion des données normalisées (iter.4, <math>\varphi = 2.1\%</math>) à partir de l'équation II.7.</i>	68
II.9	<i>Variation de la conductivité apparente mesurée <math>\sigma_a</math> ajustée en fonction de la conductivité du fluide saturant <math>\sigma_f</math>. Le quadripôle de mesure est fixe et centré sur <math>z = 13,5\text{ cm}</math>, le facteur de formation résultant de l'ajustement vaut <math>F = 2,0.10^4</math>.</i>	69
II.10	<i>Discrétisation de la section. A gauche : discrétisation en 1026 cellules. A droite : maillage fin discrétisé en 3816 cellules.</i>	71
II.11	<i>Modèle 2D de distribution de la résistivité électrique du pas de temps <math>t_7</math> de l'expérience 13. a) inversion 2D des données brutes, b) inversion 3D données normalisées (Eq.II.7), c) inversion 2D données normalisées.</i>	72
II.12	<i>Variation de la conductivité des fluides <math>\sigma_f</math> en fonction de la concentration <math>C</math> en NaCl dissous.</i>	74
III.1	<i>Comparaison de la distribution 2D des contrastes de résistivité électrique et des concentrations relatives en traceur estimées à partir de l'analyse vidéo lors du suivi de l'expérience 13 échantillonnée sur des pas de temps de 618 s. Les isolines de concentrations sur les modèles ERT sont évaluées à partir de l'équation II.10.</i>	77

III.2	Positions moyennes $\bar{z}$ du front de dispersion du traceur en fonction du temps pour les expériences 13 (petites billes) et 26 (grosses billes) comparées à la vitesse imposée par la pompe. Expérience 13 : $\diamond$ suivi ERT, $\bullet$ suivi video, $k^* = 1,4 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ . Expérience 26 : $\triangle$ suivi ERT, $\blacksquare$ suivi video, $k^* = 1,3 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ . . . . .	78
III.3	Coefficient de retard $R_f$ exprimé en fonction du rapport de conductivité des fluides $\sigma_1/\sigma_0$ pour des expériences à $N_g$ et $Pe$ variables (Tab. III.1) déterminé à partir des modèles ERT (symboles colorés) et de l'analyse vidéo (symboles noirs). . . . .	79
III.4	Retard du front de dispersion du colorant par rapport au front de saturation du solvant pour une injection dans un empilement de billes de verre ( $146 \mu\text{m}$ de diamètre) initialement non saturé. . . . .	81
III.5	Modèles ERT du pas de temps $t_7 = 1854 \text{ s}$ de l'expérience 13 pour une norme $L_2$ appliquée sur les données et les paramètres. (a) Maillage grossier à 1026 cellules, (b) maillage fin à 3816 cellules (Fig.II.10). . . . .	82
III.6	Effet de l'inversion contrainte par une norme $L_1$ appliquée sur les données et les paramètres sur les variations verticales de la concentration en NaCl du traceur pour le pas de temps $t_7$ de l'expérience 13. Modèles produits pour 4 facteurs d'acceptance appliqués sur les paramètres (§I.2.3.1) ( $0,1$ ( $\diamond$ ), $0,01$ ( $\circ$ ), $0,001$ ( $\square$ ), $0,0001$ ( $+$ )) pour les maillages grossier (a) et fin (b). La courbe noire est l'estimation par l'analyse vidéo. . . . .	83
III.7	Modèles ERT du pas de temps $t_7$ de l'expérience 13 pour une norme $L_1$ appliquée sur les données et les paramètres, contrainte par un facteur d'acceptance de $0,001$ sur les paramètres. (a) Maillage grossier à 1026 cellules, (b) maillage fin à 3816 cellules (Fig.II.10). . . . .	84
III.8	Evolution de la fonction objectif $\varphi(m)$ en fonction du nombre d'itérations $k$ pour l'inversion du pas de temps $t_7$ de l'expérience 13, pour un maillage à 1026 cellules et un facteur d'acceptance de $0,001$ . $\lambda_i = 0.1$ et $\lambda_f = 0,001, 0,005, 0,01, 0,02, 0,04, 0,1$ pour $\blacktriangledown, \square, \times, \blacklozenge, \circ, \blacktriangle$ . . . . .	85
III.9	Variations verticales de la concentration relative $c$ moyennées de $x = 3,5$ à $5,5\text{cm}$ ( $\circ$ ) au temps $t_7 = 1854 \text{ s}$ . Le facteur d'acceptance sur les paramètres est fixé à $0,001$ , $\lambda_f = 0,001$ (a), $\lambda_f = 0,02$ (b), $\lambda_f = 0,1$ (c). La courbe noire est obtenue par l'analyse vidéo. . . . .	86

III.10	Coefficient de dispersion $D/D_m$ déduit du suivi électrique de l'expérience 13 inversé avec le maillage à 1026 cellules (Fig.II.10.a) pour différentes valeurs de $\lambda_f$ . (+) est l'estimation du suivi video et $\blacktriangledown, \square, \times, \blacklozenge, \circ, \blacktriangle$ sont respectivement $\lambda_f = 0,001, 0,005, 0,01, 0,02, 0,04, 0,1$ . Les pointillés correspondent à la valeur théorique normalisée par rapport à $R_f$ pour $Pe=18,1$ tandis que pour la droite tiretée $Pe=7,35$ d'après Bachmat (1968). . . . .	87
III.11	Dispersivité $\alpha$ en fonction du temps. . . . .	88
III.12	Section 2D de la distribution de la sensibilité cumulée relative $ S $ pour chaque pas de temps de l'expérience 13. . . . .	89
III.13	Evolution de la dispersivité $\alpha$ en fonction de la position moyenne verticale $\bar{z}$ pour l'expérience 12. Les modèles ERT sont produits pour un facteur d'acceptance de 0,001 appliqué sur les données, $\lambda_i = 0,1$ et $\lambda_f = 0,005$ pour les maillages à 1026 ( $\square$ ) et 3816 ( $\triangle$ ) cellules comparés aux résultats vidéo correspondants (+). . . . .	90
III.14	Expérience 26 : Evolution du rapport $(D/R_f)/D_m$ (a), de la dispersivité $\alpha$ (b) au cours du temps et convergence de la fonction objectif $\varphi(m)$ à $t_8$ (c) pour différentes valeurs du facteur d'amortissement final $\lambda_f$ en appliquant une norme $L_1$ sur les données et les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,001. Les données sont également inversées à partir d'une norme $L_2$ sur les données et $L_1$ sur les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,001 (d), (e) et (f). . . . .	92
III.15	(a) $(D/R_f)/D_m$ et (b) $\alpha$ exprimés en fonction du contraste de conductivité entre le traceur ( $\sigma_1$ ) et le fluide clair initial ( $\sigma_0$ ). ( $\bullet$ ) sont déduit de l'analyse vidéo et ( $\diamond$ ) à partir des modèles ERT pour les expériences 5 à 9 et 13. Les lignes en pointillés et en tiret sont les valeurs théoriques d'après Bachmat (1968) corrigées par le facteur de retard $R_f$ . . . . .	95
III.16	$(D/R_f)/D_m$ exprimé en fonction du nombre de gravité $N_g$ pour différentes expériences menées sur un milieu poreux formé par un empilement de petites billes. ( $\bullet$ ) sont déduits de l'analyse vidéo et ( $\diamond$ ) à partir des modèles ERT. . . . .	96
III.17	Variations verticales de la concentration relative en traceur (cercles) ajustée par la solution de l'équation de transport pour une injection continue (courbe rouge) en configuration instable pour l'expérience 21. a) d'après le suivi vidéo, b) d'après les modèles ERT. . . . .	98
III.18	Variations verticales de la concentration relative en traceur (cercles) ajustées par la solution de l'équation de convection-dispersion (courbe rouge) en configuration instable pour l'expérience 27 où $k^*=1,3 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ . a) d'après le suivi vidéo, b) d'après les modèles ERT. . . . .	99



III.19	Coefficients de dispersion et dispersivités calculés à partir des deux types de maillages pour les expériences 11 à 15 réalisées à différents débits. La ligne continue représente les valeurs théoriques de Bachmat (1968). . . . .	101
III.20	Coefficients de dispersion et dispersivités normalisés, calculés pour les configurations stables et instables pour les expérimentations réalisées sur des empilements de petites et de grosses billes. . . . .	102
III.21	Expérience 33 : suivi 2D temporel vidéo et ERT de l'injection verticale d'une bande de traceur. . . . .	105
III.22	Evolution de la position moyenne du front de dispersion en fonction du temps au cours de l'expérience 33, pour le NaCl dissous ( $\diamond$ ) et le colorant ( $\bullet$ ). . . . .	106
III.23	Ajustement des variations verticales des concentrations moyennées sur $3,5 < \Delta x < 5,5$ cm pour l'ERT (courbe verte) et pour la vidéo (courbe rouge) entre $t_5$ et $t_{12}$ . . . . .	108
III.24	Expérience 33 : Evolution du rapport $(D/R_f)/D_m$ (a), de la dispersivité $\alpha$ (b) au cours du temps et convergence de la fonction objectif $\varphi(m)$ à $t_9 = 2736$ s (c) pour différentes valeurs du facteur d'amortissement final $\lambda_f$ en appliquant une norme $L_1$ sur les données et les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,001. Les données sont également inversées à partir d'une norme $L_2$ sur les données et $L_1$ sur les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,005 (d), (e) et (f). . . . .	110
III.25	Ajustement des variations verticales des concentrations du pas de temps $t_9 = 2736$ s de l'expérience 33. ( $\bullet$ )Analyse vidéo et ( $\diamond$ )modèle ERT $L1-L1=0,001$ $\lambda_f=0,005$ . . . . .	111
III.26	Amplitude du pic de concentration à $t_9 = 2736$ s en fonction de la norme appliquée sur les données ( $L_1$ en (a) et $L_2$ en (c)) et de $\lambda_f$ . Les croix et la courbe rouge correspondent aux résultats de l'analyse vidéo. . . . .	112
III.27	Expérience 35 : suivi 2D temporel ERT et vidéo d'une injection ponctuelle prolongée en traceur coloré. . . . .	116
III.28	Evolution du centre de masse du panache de dispersion au cours de l'expérience 34 selon les directions longitudinale $z$ en (a) et transverse $x$ en (b) à l'écoulement pour le NaCl dissout ( $\diamond$ ) et le colorant ( $\bullet$ ). . . . .	118
III.29	Ajustement des variations verticales des concentrations de $t_{10}$ à $t_{18}$ pour l'expérience 34. Les concentrations sont moyennées sur $3,5 < \Delta x < 5,5$ cm selon $z$ et sur $z_p - 0,5 < \Delta z < z_p + 0,5$ cm selon $x$ pour l'ERT (courbe verte) et pour la vidéo (courbe rouge). ( $z_p$ est la position moyenne du centre de masse du panache selon $z$ à l'instant $t$ ) . . . . .	119

III.30	Variations verticales (a) et horizontales (b) des concentrations au pas de temps $t_{14}$ 4104 s pour les expériences 34 (●, ►) et 37 (◇, □) acquises respectivement en dipôle-dipôle transverse et équatorial. . . . .	120
III.31	Sections 2D de la sensibilité cumulée relative $ S $ calculée pour le pas de temps $t_{14}=2394$ s des expériences 34 (a) et 37 (b), réalisées pour des acquisitions respectives en dipôle-dipôle transverse et équatorial. . . . .	121
III.32	Coefficients de dispersion en fonction du nombre de Péclet $Pe$ et dispersivité en fonction de la moyenne d'écoulement dans les pores $u$ estimée à partir de l'équation I.69. $D_z$ (a) et $\alpha_z$ (c) sont les coefficients de dispersion et dispersivité longitudinale, $D_x$ (b) et $\alpha_x$ (d) sont les estimations transversales. . . . .	122
IV.1	Mise en place du dispositif de mesures développé pour les tests de terrain préliminaires. a) Le système de mesures est constitué de deux perches ayant 21 électrodes espacées de 10 cm. b) Chaque perche est enfouie verticalement dans une zone sableuse tabulaire dont l'épaisseur minimale est estimée à 3 m. c) Un fossé de 10 cm de profondeur est creusé entre les deux puits distants de 90 cm et 5 électrodes de surface espacées de 15 cm sont ajoutées dans le fossé. d) Le creux est recouvert d'un tissu perméable puis rempli par un traceur contenant $1,2 \text{ g.L}^{-1}$ de NaCl à $\rho_f = 4,3 \text{ } \Omega.m$ . L'acquisition des données est réalisée automatiquement par une centrale d'acquisition. . . . .	126
IV.2	Schéma illustrant le réseau 2D composé de 40 électrodes en profondeur et 7 en surface. Le suivi ERT comprend 14 séries de mesures constituées chacune de 236 acquisitions dont les 26 premières sont effectuées entre les puits et la surface tandis que les 210 configurations restantes correspondent au dipôle-dipôle transverse décrit précédemment. L'acquisition complète d'une série dure 12 minutes, le temps d'injection du courant est de 500 ms pour deux stacks. Une série de mesure préalable caractérisant l'état de référence est réalisée pour un temps d'injection de 1000 ms pour une tension de récupération maximale de 800 Volt entre les électrodes de mesures P1 et P2. . . . .	128
IV.3	Variation verticale de la porosité $\phi$ (a) et de l'évolution de l'état de saturation $\theta$ (b). Les échantillons sont prélevés à proximité du dispositif expérimental. $\phi$ et $\theta$ sont relativement constant sur 2,3 m d'épaisseur avec des valeurs moyennes de $\phi = 0,45$ et $\theta = 0,55$ . . . . .	129

IV.4	<i>Suivi ERT 2D mené au cours du processus d'infiltration du traceur salé. Les mesures sont préalablement normalisées par les mesures de l'état de référence. Chaque modèle correspond à la 11<sup>e</sup> itération du processus d'inversion et est représenté en terme de pourcentage de variations de la résistivité électrique par rapport à l'état de référence.</i>	130
IV.5	<i>Formation des frittés de billes de verre : paliers de températures. . . . .</i>	152
IV.6	<i>Expérience 47 : Suivi 2D temporel ERT et vidéo, injection sur toute la largeur du milieu poreux. . . . .</i>	153
IV.7	<i>Expérience 56 : suivi 2D temporel ERT et vidéo en injection ponctuelle du traceur coloré dans la zone perméable verticale. . . . .</i>	154

# Liste des tableaux

I.1	Tableau synthétique de gammes de porosité et facteurs de cimentations estimés sur des roches consolidés, non-consolidés et billes de verres. D'après Jackson et al. (1978), et Friedman (2005) . . . . .	38
I.2	Coefficients et facteurs de cimentations utilisés pour calculer le facteur de formation $F$ . Tiré de la littérature d'après Kamel (2001). . . . .	39
III.1	Expérimentations réalisées en injection continue. $[NaCl]_0$ et $[NaCl]_1$ sont les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré. $[dye]$ est la concentration en colorant. $\sigma_0$ et $\sigma_1$ sont les conductivités électriques des deux fluides. $Q$ est le débit imposé par la pompe. $\Delta\rho = \varrho_1 - \varrho_0$ est la différence densité entre les deux fluides, $N_g$ est le nombre de gravité et $Pe$ le nombre de Péclet. . . . .	76
III.2	Expérimentations réalisées en injection instantanée. $[NaCl]_0$ et $[NaCl]_1$ sont respectivement les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré. $[dye]$ est la concentration en colorant. $\sigma_0$ et $\sigma_1$ sont les conductivités électriques des deux fluides résultants. $Q$ est le débit moyen dans les pores imposé par la pompe. La différence de densité entre les deux fluides est fixée à $\Delta\rho = 0,5$ , $N_g$ est le nombre de gravité et $Pe$ le nombre de Péclet. . . . .	103
IV.1	Expérimentations réalisées en injection verticale continue sur toute la largeur du milieu poreux à deux perméabilités. $[NaCl]_0$ et $[NaCl]_1$ sont respectivement les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré. $[dye]$ est la concentration en colorant. $\sigma_0$ et $\sigma_1$ sont les conductivités électriques des deux fluides. $Q$ est le débit moyen dans les pores imposé par la pompe. La différence de densité entre les deux fluides est fixée à $\Delta\rho = 0,9$ , $N_g$ est le nombre de gravité et $Pe$ le nombre de Péclet. Les mesures ERT des expériences 41 à 45 sont acquises en dipôle-dipôle transverse, tandis que les suivis 46 à 49 sont acquis en dipôle-dipôle équatorial. . . . .	152

IV.2	<i>Expérimentations réalisées en injection ponctuelle continue à la base de la bande perméable verticale à <math>0,75 \text{ mL.min}^{-1}</math>. <math>[\text{NaCl}]_0</math> et <math>[\text{NaCl}]_1</math> sont respectivement les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré. <math>[\text{dye}]</math> est la concentration en colorant. <math>\sigma_0</math> et <math>\sigma_1</math> sont les conductivités électriques des deux fluides. <math>Q</math> est le débit moyen dans les pores imposé par la pompe. La différence de densité entre les deux fluides est fixée à <math>\Delta\rho = 0,5</math>, <math>N_g</math> est le nombre de gravité et <math>Pe</math> le nombre de Péclet. Les mesures ERT des expériences 50 à 54 sont acquises en dipôle-dipôle transverse, tandis que les suivis 55 à 59 sont acquis en dipôle-dipôle équatorial. . . . .</i>	155
------	---	-----

# Introduction

L'augmentation de l'espérance de vie humaine contribue à l'anthropisation des zones urbaines et rurales. Avec cette croissance s'accompagne une demande toujours plus importante quant à l'exploitation des ressources hydriques indispensables aux activités agricoles, industrielles et domestiques. Dans certaines zones géographiques, où les quantités d'eau sont suffisantes pour satisfaire aux demandes des populations, les réserves peuvent être parfois ni potables ni utilisables. Les nombreuses sources de pollution, paradoxalement engendrées par la pression anthropique, tendent à vulnérabiliser la ressource et à dégrader les écosystèmes locaux. La gestion des risques de contamination nécessite donc une prévention et une surveillance constante des aquifères et des nappes. Ces sources peuvent être d'origine agricoles par l'infiltration de pesticides ou d'engrais, d'origines industrielles (par exemple à proximité d'exploitations minières ou de gisements pétroliers), ou provenir de sites de stockage sauvage de déchets radioactifs ou ménagers. Lorsque ces polluants s'infiltrant et atteignent les eaux souterraines, leur propagation est bien souvent complexe, puisqu'elle dépend de l'association de paramètres non identifiables à l'échelle du volume poreux. En effet, le sol et les systèmes aquifères sont des milieux hétérogènes dans lesquels les directions et vitesses d'écoulements peuvent varier localement par la présence de réseaux karstiques et fracturés mais également suivant les changements de faciès, dont les échelles varient de l'ordre du centimètre à plusieurs kilomètres. La convection va aussi dépendre des propriétés intrinsèques des fluides (densité, viscosité, miscibilité), pouvant conduire au développement d'instabilités. A ceux-ci s'ajoutent les interactions chimiques avec l'encaissant et les autres phases fluides présentent (précipitation/dissolution, acido-basique, oxydo-réduction, complexation, hydrolyse et décroissance radioactive). Ces réactions contribuent à la modification de la géométrie du milieu et favorisent ou neutralisent la mobilité de ces solutés. L'évolution des panaches de polluants est donc la conséquence de phénomènes se déroulant à des échelles différentes interagissant entre eux.

La tomographie de résistivité électrique (ERT) est une méthode courante de la géophysique de sub-surface développée en 1912 par Conrad Schlumberger (Maillet et Migaux, 1942). Tout comme

la majorité des méthodes géophysiques, elle présente des intérêts non invasif et non destructif des structures géologiques auxquels s'ajoutent une capacité de spatialisation et de temps d'acquisition rentables en terme de coûts et de rapidité. C'est au début des années 1990 qu'apparaissent les premières méthodes de tomographie de résistivité électrique 2D et 3D basées sur des algorithmes d'inversion de données de terrain (Loke et Barker, 1996 ; Labrecque et al, 1996). Les domaines d'application sont aujourd'hui nombreux notamment sur les sites d'exploitation minière, pour la détection de structures archéologiques (Papadopoulos et al, 2007 ; Drahor et al, 2008), ou de cavités et de fractures en milieux karstiques (Miltzer et al, 1979 ; Szalai et al, 2002 ; Nguyen et al, 2007). La prospection électrique est également très utilisée en hydrogéologie pour localiser et estimer les directions et vitesses d'écoulements des eaux souterraines (White, 1994), pour les suivis temporels d'intrusions et de migrations d'eaux salées en milieux côtiers, d'huiles et de polluants à partir de mesures de surface, de forages (Chambers et al, 2004 ; Oldenborger et al, 2007 ; Monego et al, 2010) ou mixtes (Bevc et Morrison, 1991).

L'imagerie électrique est une méthode intégratrice, dont les mesures de résistivité apparentes sont représentatives de l'ensemble des propriétés électriques d'un volume de roche ou de sol donné. De plus, comme toute méthode géophysique, la fiabilité des modèles est souvent confrontée aux problèmes de non-unicité des solutions du problème inverse. Ces contraintes limitent l'interprétation des modèles à un aspect qualitatif de la distribution des contrastes de résistivité modélisés en 2D ou 3D, qui nécessite généralement confirmation par d'autres méthodes géophysiques (gravimétrie, sismique, GPR,...).

Ces dernières années, des expérimentations ont été réalisées sur des analogues de laboratoire pour isoler certains processus présents en milieu naturel afin d'aborder une approche quantitative quant au traitement des mesures ERT. Ainsi, certains travaux s'intéressent à la localisation d'hétérogénéités de perméabilité et de fractures sur des échantillons naturels (Samouélian et al, 2004) ou des milieux modèles (Labrecque et al, 2004). D'autres études s'orientent vers l'estimation des écoulements et du contenu en eau (West et al, 1999, Batlle-Aguilar et al, 2009 ; Köestel et al, 2009). Au cours de ces travaux, les capacités de l'ERT sont notamment testées pour localiser les chemins d'écoulements préférentiels et les zones d'écoulement plus lents causés par la présence de fractures et de niveaux argileux.

L'optimisation des méthodes de calculs numériques et des algorithmes d'inversion, permet dorénavant d'extraire les courbes de percées sur les suivis de solutés à partir du traitement des pixels des modèles résultants (Binley et al, 1996 ; Olsen et al, 1999 ; Slater et al, 2000,). La modélisation peut également être contrainte en couplant les équations d'écoulement et de transport avec le processus d'inversion des données ERT (Johnson et al, 2007 ; Pollock et Cirpka, 2008).

L'objectif de cette thèse est de tester les capacités de l'acquisition et de l'inversion des données électriques sur le suivi dynamique de polluants s'infiltrant au contact des eaux souterraines. Quels sont les paramètres d'inversion les plus sensibles pour la modélisation de ces panaches de solutés ? Comment se comportent-ils suivant les variations des paramètres hydrodynamiques imposés au système et quelles sont leurs limites de sensibilité ?

Des expériences de laboratoire sont réalisées afin de déterminer le comportement de l'ERT face aux caractéristiques du mélange de traceurs miscibles et réagissant avec les surfaces du milieu poreux. Les résultats du travail de laboratoire seront ensuite appliqués à l'échelle du terrain par des tests de traçage sur des sables de Fontainebleau et de sablons de la carrière de Marcoussis.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres, dont le premier introduit tout d'abord les bases de la prospection électrique et les principes de la méthode d'inversion du programme utilisé pour ce travail. Une seconde partie fait état de certaines relations pétrophysiques permettant de relier les mesures électriques aux propriétés des fluides (minéralisation, contenu en eau,...) et à la géométrie du milieu (porosité, perméabilité,...). La troisième partie de ce chapitre d'introduction présente brièvement les notions d'écoulement et de transport en milieu poreux et le modèle de transport que nous pensons être le plus adapté pour cette étude.

Le deuxième chapitre porte sur le développement et la conception du montage expérimental, et les contraintes de laboratoire auxquelles sont confrontées les mesures électriques, lorsque le suivi ERT est couplé à un suivi vidéo effectué au cours de la propagation de traceurs dans les pores. Dans ces conditions, les données sont soumises à un traitement afin d'obtenir des résultats fiables et ajustables par les solutions de l'équation de transport.

Le troisième chapitre est consacré à la réponse des modèles ERT, d'une part vis-à-vis des paramètres d'inversion ayant le plus de poids sur la modélisation, et d'autre part vis-à-vis des paramètres de transport, sur l'estimation du facteur retard  $R_f$ , du coefficient de dispersion  $D$  et de la dispersivité  $\alpha$  longitudinales et transversales à l'écoulement.

Enfin, à travers un court quatrième chapitre nous introduirons les tests préliminaires de suivi ERT réalisés sur des sables de Fontainebleau, pour évaluer les paramètres de transport à l'échelle du terrain.



# Chapitre I

## Méthodologie

### I.1 La prospection électrique

#### I.1.1 Principe de la mesure de résistivité électrique

En 1827, Ohm présente une étude mathématique sur le circuit galvanique où il établit la notion de résistance exprimant la capacité d'un corps à laisser circuler un courant électrique auquel il est soumis. En milieu naturel, la résistivité correspond donc à la capacité d'une roche ou d'un sol à laisser circuler le courant par unité de volume plus ou moins hétérogène et anisotrope (Rey et Jongmans, 2007) :

$$\rho = \frac{S \cdot V}{L \cdot I} \quad (\text{I.1})$$

où  $V$  [Volt] est la tension,  $\rho$  [ $\Omega.m$ ] est la résistivité électrique définie comme la résistance  $R$  [ $\Omega$ ] à la propagation d'un courant  $I$  à travers un matériau cylindrique de longueur  $L$  [m] et de section  $S$  [m<sup>2</sup>], l'inverse de est  $\rho$  la conductivité électrique  $\sigma$  [ $S.m^{-1}$ ].

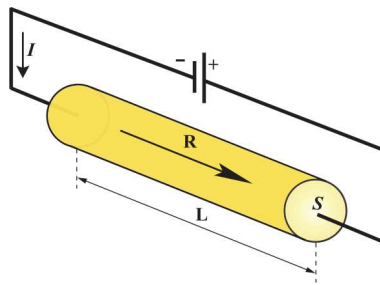


FIGURE I.1 – Schéma illustratif de la résistivité  $\rho$  définie à partir d'un courant  $I$  circulant à travers un volume de résistance  $R$  et de surface  $S$ .

Dans les cas d'anisotropie évidente,  $\rho$  peut s'exprimer sous forme de tenseur de valeurs propres à 3 dimensions, dont seuls les éléments diagonaux sont non nuls si les axes du repère de coordonnées du tenseur sont dans les directions principales de résistivité. La résistivité des matériaux terrestres est pour la plupart considérée linéaire et ne dépend pas du champ électrique ou de la densité de courant, permettant ainsi d'attribuer des gammes de résistivité à chaque type de matériau.

La mesure électrique est généralement faite à partir d'un quadripole d'électrodes. Un courant d'intensité  $I$  [A] est injecté dans le milieu par l'intermédiaire de deux électrodes (que l'on appellera C1 et C2) tandis qu'une mesure de différence de potentiels  $\Delta V$  [V] est effectuée entre les deux autres (P1 et P2). L'injection du courant se faisant à très basse fréquence, la distribution du courant est considérée comme stationnaire. Cette méthode est donc en première approximation une méthode de courant continu qui permet de négliger le déphasage et donc d'assimiler l'impédance du milieu à sa partie réelle, uniquement représentée par sa résistance. D'après la loi d'Ohm (Eq.I.1) appliquée dans un demi-espace homogène et infini dans lequel est injecté un courant  $I$  à partir d'une source ponctuelle, la résistivité dite "apparente"  $\rho_a$  [ $\Omega.m$ ] est définie pour chaque mesure de potentiel  $\Delta V$  par :

$$\rho_a = k \cdot \frac{\Delta V}{I} \quad (I.2)$$

$$k = \frac{2\pi}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}} \quad (I.3)$$

$k$  [m] est un facteur géométrique qui dépend du dispositif de mesure utilisé, de la position et de l'écartement des électrodes,  $r_1, r_2, r_3, r_4$  [m] étant les distances respectives  $\|C1P1\|, \|C2P1\|, \|C1P2\|, \|C2P2\|$ .

Dans la nature ce type de cas idéal n'existe pas, le sous-sol présentant suivant les sites de prospection plus ou moins d'hétérogénéités, de discontinuités et d'anisotropie électrique (Rey et Jongmans, 2007). La mesure  $\Delta V$  [V] est par conséquent influencée par la distribution de la résistivité relative aux structures du milieu par rapport à la position des électrodes. Cette résistivité est donc dite apparente puisqu'elle cumule plusieurs effets relatifs à la propagation du courant, et ne doit pas être confondue avec la distribution de la résistivité dite "vraie" du sous-sol qui varie spatialement.

### I.1.2 Acquisition des données de terrain

Le développement grandissant de l'utilisation de la méthode électrique a conduit à de nombreux dispositifs de mesure qui ont successivement vu le jour. L'acquisition de base est le sondage électrique 1D où le centre du quadripôle d'électrodes disposé en surface est fixe. Pour chaque mesure, l'écartement entre les électrodes augmente afin d'obtenir un profil vertical de mesures contenant de l'information depuis la surface vers la profondeur.

Le trainé électrique permet d'ajouter une dimension supplémentaire en gardant l'écartement des électrodes constant et en faisant varier la position du centre du quadripôle de mesure. La figure I.2 présente une série de mesures 2D obtenues à partir d'un réseau d'électrodes de surface disposées en ligne pour le dispositif Wenner  $\alpha$ .

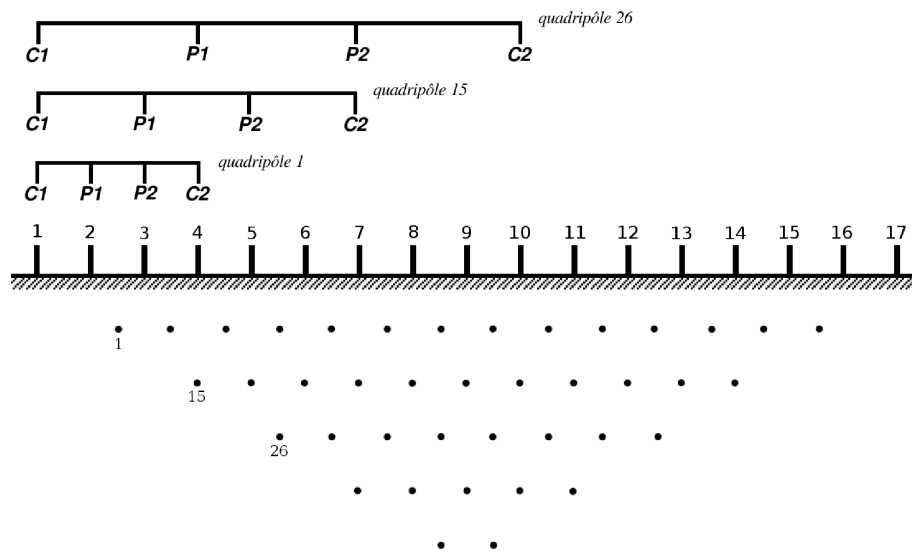


FIGURE I.2 – *Panneau 2D de résistivité apparente produit à partir de mesures acquises par sondage et trainé électrique.*

La combinaison du sondage et du trainé électrique permet d'acquérir des panneaux 2D de résistivité apparente, formés de mesures successives sur plusieurs niveaux. Chaque point est localisé conventionnellement sous le centre du quadripôle considéré. Toutefois, il est nécessaire de garder à l'esprit que chaque mesure de résistivité apparente n'est pas représentative d'une profondeur donnée. La profondeur d'investigation s'exprime pour un milieu homogène comme la profondeur à laquelle la densité de courant passant par une couche fine horizontale du sol est maximale et à une influence dominante sur la mesure de surface (Roy et Apparao, 1971). Cette profondeur varie non seulement suivant la pénétration du courant dans le milieu, contrôlée par l'écartement des électrodes, mais également par la position des dipôles de courant et de potentiel situés en surface, et enfin par la distribution spatiale de la résistivité. Edwards (1977) et Barker (1989) démontrent

par la suite qu'il est plus juste de considérer la profondeur médiane d'investigation définie comme la profondeur à laquelle le volume de roche situé au dessus à la même influence sur la mesure que le volume situé en dessous pour l'arrangement d'électrodes considéré. Cette définition est la plus couramment admise (Barker, 1989) pour localiser les mesures sur les panneaux de résistivité apparente. La profondeur médiane d'investigation n'est par conséquent pas la même en fonction du dispositif utilisé, que se soit en dipôle-dipôle, pôle-dipôle ou pôle-pôle, en surface ou en forage. De plus, les milieux naturels étant rarement homogènes, l'organisation des propriétés électriques du milieu peut parfois fausser l'estimation de cette profondeur, ce qui peut être par exemple le cas lorsqu'une fine couche conductrice est présente dans le même plan que le quadripôle de mesure. La figure I.3 donne un aperçu du type de dispositifs à 4 électrodes utilisés en forage. Les deux dipôles peuvent être placés dans deux forages différents (Fig.I.3.a) où l'injection du courant et la mesure de potentiel ont lieu dans des puits différents. Le dispositif peut également être de telle sorte que l'injection et les mesures soient effectuées d'un puit à l'autre (Fig.I.3.b). L'acquisition peut aussi s'opérer entre les puits et la surface (Fig.I.3.c), ou simplement selon une disposition verticale du quadripôle dans un seul forage.

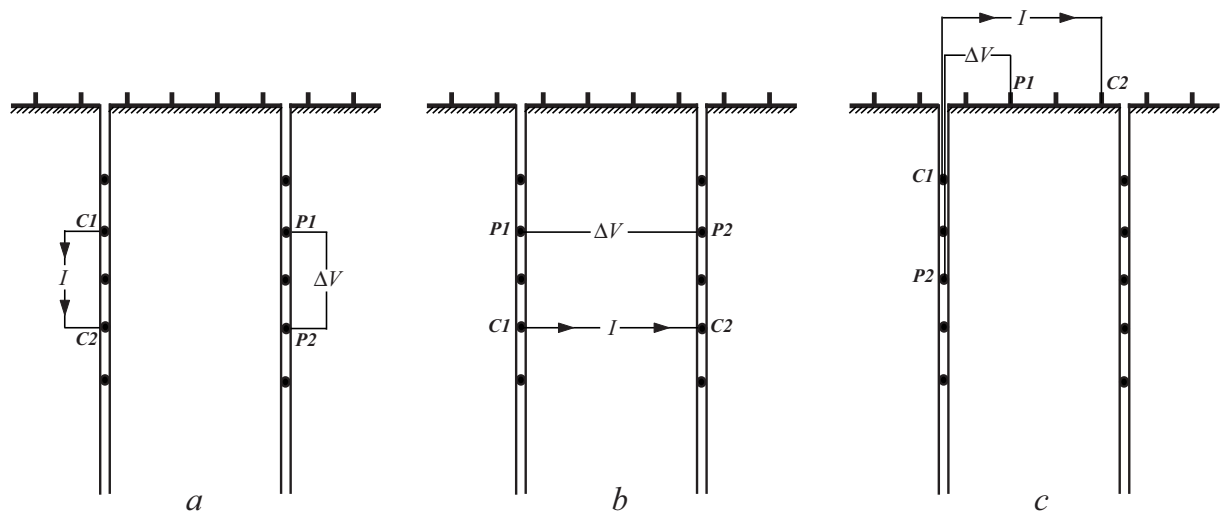


FIGURE I.3 – Exemples de configurations d'électrodes appliquées lors de mesures de puits : dipôle-dipôle équatorial (a), dipôle-dipôle transverse (b) et puits-surface (c)

Ce type d'acquisition permet d'obtenir une meilleure résolution en profondeur sur un plan 2D représenté par la zone située entre les forages, mais elle reste cependant moins fonctionnelle et plus coûteuse que les mesures de surface pouvant être appliquées sur presque tous les types de terrain. La tomographie de résistivité électrique 2D n'est plus applicable dans les cas où la géométrie des structures varie tri-dimensionnellement puisque les effets de la troisième dimension se répercutent sur un mode de représentation en 2D (Nimmer et al, 2008). Il est préférable dans

ce cas d'effectuer des panneaux de mesures parallèles et perpendiculaires suivant un maillage de surface pour caractériser ces structures en 3D.

### I.1.3 Sensibilité électrique

La sensibilité électrique  $S$  pour un milieu homogène et isotrope correspond à la variation de la distribution du champ de potentiels  $V$  causée par un changement local de la résistivité du milieu. Elle peut être également définie comme la variation sur la mesure de  $\Delta V$  créée par une perturbation de résistivité  $\rho_p$  localisée dans un milieu homogène de résistivité  $\rho$  (Spitzer, 1998 ; Furman et al, 2007) :

$$S_{i,j} = \frac{\Delta V_{p_{i,j}} - \Delta V}{\rho_{p_{i,j}} - \rho} \quad (\text{I.4})$$

$S_{i,j} = \partial V_i / \partial \rho_j$  est la sensibilité  $S$  au noeud  $i$  par rapport au changement de résistivité de la cellule  $j$ .  $S$  peut être caractérisé pour chaque point de la section 2D de chaque quadripôle de mesure et ainsi s'exprimer sous forme d'une matrice jacobienne de dérivées partielles  $J$  dont il sera discuté dans la partie suivante. La figure I.4 illustre la distribution 2D de la sensibilité électrique pour chacune des 3 configurations d'électrodes de la figure I.3.

Pour chaque mesure,  $S$  dépend essentiellement de l'écartement et de l'arrangement des électrodes. Ainsi une perturbation conductrice localisée dans une zone de sensibilité positive contribue à la diminution de la valeur de résistivité apparente mesurée, tandis qu'elle favorise l'augmentation de  $\rho_a$  lorsqu'elle se trouve dans une zone de sensibilité négative, et n'a aucune influence sur la mesure dans les zones où la sensibilité est nulle. Le dipôle-dipôle équatorial (Fig.I.4a) et le dipôle-dipôle (Fig.I.4b) transverse présentent une distribution différente de la sensibilité électrique mais sur une gamme de valeurs identiques. Pour le premier,  $S$  est relativement plus élevée (en valeur absolue) aux bords des puits, tandis que pour le second elle est positive et plus homogène sur la zone située entre les deux puits. Les valeurs sont plus faibles pour les injections entre les puits et la surface (Fig.I.4c) mais peuvent fournir des informations plus fiables sur les mesures à proximité de la surface.

Suivant l'information a priori disponible sur la localisation des cibles à caractériser, il convient au préalable d'effectuer une analyse de sensibilité afin d'évaluer quels sont les dispositifs de mesure et les séquences de quadripôle les plus fiables quant à l'identification des structures.

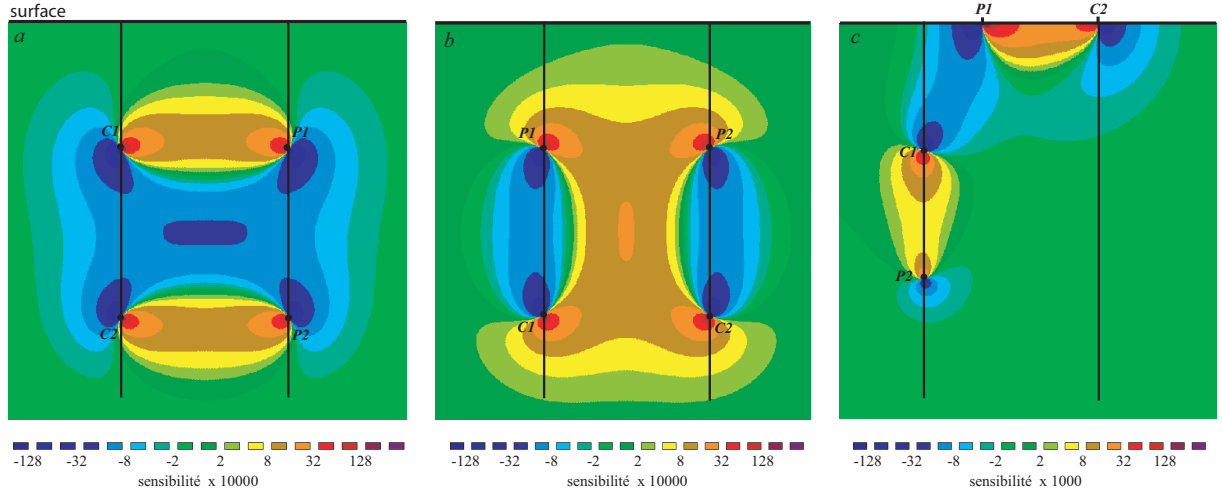


FIGURE I.4 – *Sections 2D de sensibilité électrique pour 3 quadripôles de mesures utilisés en forage, calculée analytiquement à partir des dérivées de Fréchet pour un demi-espace homogène (Spitzer, 1998) : dipôle-dipôle équatorial (a), dipôle-dipôle transverse (b) et puits-surface (c)*

La matrice jacobienne de dérivées partielles  $J$  exprime la distribution de la sensibilité pour l'ensemble des quadripôles qui constituent la série de mesures considérées.

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial V_1}{\partial \rho_1} & \dots & \frac{\partial V_1}{\partial \rho_M} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial V_N}{\partial \rho_1} & \dots & \frac{\partial V_N}{\partial \rho_M} \end{bmatrix} \quad (\text{I.5})$$

où les lignes de la matrice  $J$  représentent la distribution de la sensibilité électrique pour chacun des  $N$  quadripôles, tandis que chacune des  $M$  colonnes est la sensibilité en chaque point de la section. Suivant les objectifs du suivi électrique et la part d'informations a priori deux types d'optimisation, cette fois-ci par perturbations (Spitzer, 1998), sont possibles pour l'estimation de la séquence de mesure la plus adéquate : une approche globale consistant à estimer la séquence de quadripôles la plus fiable pour décrire toute la section et une approche locale se focalisant sur certaines régions du domaine d'étude (Stummer et al, 2004, Furman et al, 2007).

L'approche globale consiste à prendre les valeurs absolues  $|S|$  des valeurs de sensibilités calculées pour chaque perturbation d'un quadripôle donné  $Q$ . A première vue, il semblerait judicieux de faire la somme des  $|S|$  sur toute la section et de ne conserver que les quadripôles ayant la sensibilité cumulée la plus élevée. Or cette méthode favoriserait la sélection de quadripôles dont les sensibilités les plus élevées sont localisées à proximité des électrodes (Fig.I.4). Pour donner plus de poids aux

zones les plus éloignées, les valeurs de  $|S|$  sont normalisées par rapport à la valeur maximale  $|S_{max}|$  :

$$O = \sum_{m=1}^M \frac{|S_{max}| - |S|}{|S_{max}|} \quad (\text{I.6})$$

$O$  est la fonction dite *offset* ou fonction d'écart qui est calculée pour chaque quadripôle, avec  $M$  le nombre total de perturbations. Ainsi la série de mesures optimale pour décrire l'ensemble de la zone d'intérêt correspond à la série de quadripôles pour lesquels les valeurs de  $O$  sont minimales. L'approche locale permet de se limiter à l'étude de certaines parties spécifiques du domaine d'étude. Les perturbations sont focalisées sur certaines zones d'intérêt où l'objectif est de déterminer la configuration d'électrodes présentant la sensibilité  $|S|$  la plus élevée pour chacune d'entre-elles. Contrairement à l'approche globale, il est nécessaire de choisir en premier lieu la résolution spatiale locale (le nombre et l'espace des perturbations) et ensuite le nombre de quadripôles parmi toutes les possibilités. Cette approche assure une description plus fiable de la zone d'intérêt tout en négligeant la qualité des acquisitions sur le reste du domaine d'étude.

Au cours du suivi de la propagation de panaches de polluants ou de solutés, il est nécessaire d'optimiser le compromis entre résolution spatiale et résolution temporelle. L'analyse de sensibilité permet d'optimiser la description de la distribution spatiale du panache en gardant un maximum d'informations sur l'évolution de sa propagation. Ainsi l'approche globale s'intéresse à l'évolution du panache dans sa totalité, tandis que l'approche locale peut fournir une meilleure résolution sur les zones où les contrastes de résistivité sont les plus importants comme dans les zones de variations brutales de la perméabilité ou au niveau du front de dispersion. Toutefois, la seconde approche nécessite de connaître en permanence la position de l'interface et son évolution dans le temps, ce qui est rarement le cas en milieu naturel.

## I.2 La tomographie de résistivité électrique : inversion 2D

### I.2.1 Principe

La modélisation inverse est fréquemment utilisée dans de nombreux domaines des sciences de la Terre pour estimer indirectement les propriétés des systèmes géologiques naturels à partir de mesures physiques. Cette évaluation se présente sous forme de modèles idéalisés de la réalité physique du système ne permettant pas, aussi précise soit-elle, d'obtenir une description parfaite du milieu. En effet, quelque soit la complexité des algorithmes, nous devons garder à l'esprit que ceux-ci ne sont qu'une représentation mathématique de l'association de paramètres physiques naturels infiniment complexes. Le nombre fini de mesures contraint l'inversion à une description approximative du système pouvant être décrit par plusieurs modèles. Il faut de plus considérer que les éventuelles erreurs sur les mesures se répercutent sur l'estimation des paramètres des modèles produisant des solutions approchées dans le meilleur des cas à fausses pour des données très perturbées.

En tomographie de résistivité électrique, les processus d'inversion consistent à évaluer la distribution des propriétés électriques du terrain d'étude considéré sur 1 à 4 dimensions (Fig.I.5) à partir d'une série de mesures de potentiel  $\Delta V_{mes}$  ou de résistivités apparentes  $\rho_a$ .

La résolution du problème inverse correspond au passage de l'espace des données  $\Delta V$  à l'espace des modèles de distribution de la résistivité électrique où une valeur de  $\rho$  est attribuée à chacun des  $N$  éléments du modèle discrétisé. Les valeurs de résistivité ainsi déterminées sont utilisées pour résoudre le problème direct en passant de l'espace des modèles à l'espace des données (Fig. I.5) via l'équation de Poisson (Eq.I.10) qui permet de calculer la distribution du champ de potentiel  $V$  en connaissant la position de la source de courant d'intensité  $I$ . Un vecteur de données synthétiques  $\Delta V_{cal}$  est ensuite calculé à partir de chaque quadripôle de mesure pour estimer la fiabilité du modèle en considérant l'écart avec les données mesurées  $\Delta V_{mes}$ . Lorsque les relations entre les paramètres et les données ne sont pas linéaires, la modélisation est affinée par des processus itératifs en minimisant successivement les différences entre  $\Delta V_{cal}$  et  $\Delta V_{mes}$ .



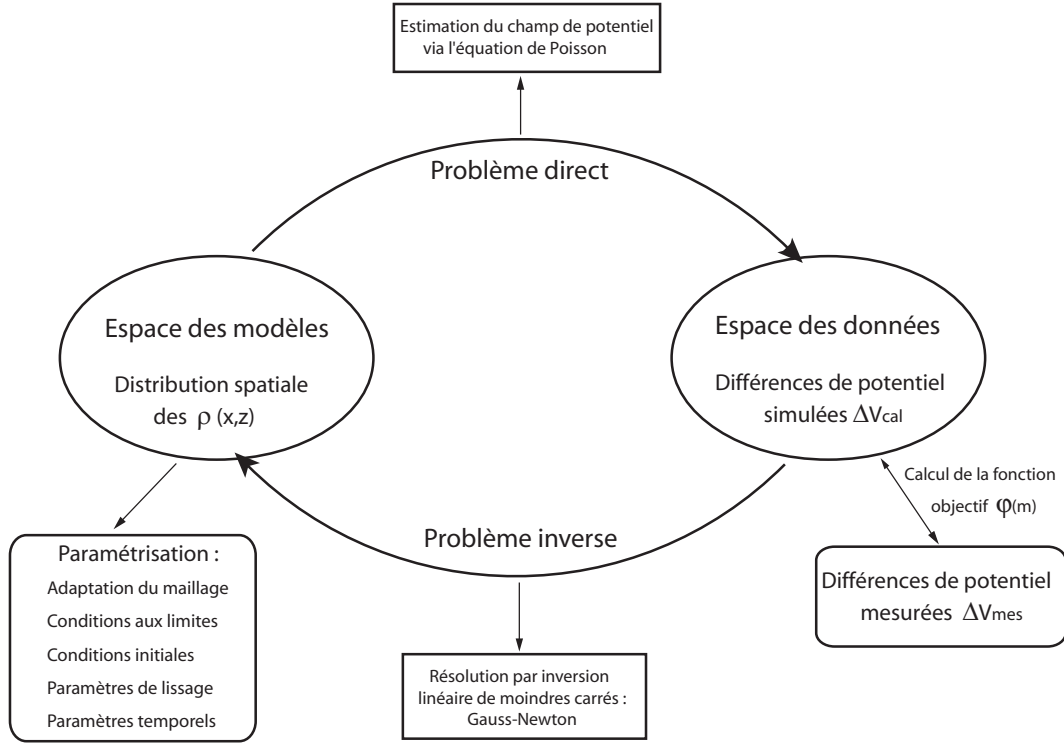


FIGURE I.5 – Schéma d'un processus d'inversion non linéaire résolue par la méthode de Gauss-Newton.

## I.2.2 Le problème direct

### I.2.2.1 L'équation de Poisson

La prospection électrique est une méthode dite de courant continu où la densité de charges injectées  $j$  est constante au cours du temps  $t$ , conduisant à une simplification des deux premières équations de Maxwell :

$$\text{rot}H = j \quad (\text{I.7})$$

$$\text{rot}E = 0 \quad (\text{I.8})$$

L'équation I.8 exprime l'état conservatif du champ électrique  $E$  tel que :

$$E = -\nabla V \quad (\text{I.9})$$

Ainsi en milieu hétérogène et isotrope, la relation entre la densité de courant injectée  $j$  et la distribution du champ de potentiel  $V$  résultant peut s'exprimer sous la forme de l'équation de Poisson :

$$-\nabla \left[ \frac{1}{\rho(x, z)} \cdot \nabla V(x, z) \right] = I \cdot \delta(x - x_s) \delta(z - z_s) \quad (\text{I.10})$$

où  $V(x, z)$  [V] est le vecteur champ de potentiel 2D,  $\rho(x, z)$  [ $\Omega.m$ ] est le vecteur des paramètres du modèle contenant les valeurs de résistivité électrique,  $I$  [A] est l'intensité du courant au point source de coordonnées  $(x_s, z_s)$  et  $\delta$  est la fonction dirac.

L'équation de Poisson va nous permettre à chaque itération d'estimer la distribution du champ de potentiel  $V(x, z)$  relative au type de structures et à leur organisation par rapport à la distribution des valeurs de  $\rho(x, z)$  modélisées à l'itération précédente.

### I.2.2.2 Principe de résolution par la méthode des éléments finis

Les méthodes de résolution numérique du problème direct présentent l'avantage de pouvoir décrire des structures très complexes par une discrétisation complète du domaine d'étude. La résolution par éléments finis est basée sur l'expression de l'équation de Poisson sous une forme variationnelle, permettant une approximation locale, des valeurs du champ de potentiel pouvant être intégrées par la suite sur l'ensemble du domaine  $\Omega$  suivant les conditions aux limites. On distingue les conditions aux limites de Neumann (naturelles) telles que  $\nabla V = cte$ , des conditions de Dirichlet où  $\nabla V = 0$ . Ainsi la formulation variationnelle du problème direct est telle que :

$$\int_{\Omega} \left( \frac{1}{\rho} \cdot \nabla V \cdot \nabla \delta V + q \delta V \right) d\Omega + \int_{\Gamma_N} \overline{J} \delta V d\Gamma_N = 0 \quad (I.11)$$

avec  $\delta V = 0$  pour des conditions aux limites de Dirichlet.

La solution de  $V$  doit vérifier cette équation quelque soit  $\delta V$ , où  $\delta V$  est la variation du champ  $V$ ,  $q = I \cdot \delta(x - x_s) \delta(z - z_s)$  et  $-\overline{J} = \frac{1}{\rho} \nabla V$ . L'équation I.11 intègre l'estimation du champ de potentiel sur l'ensemble des éléments du domaine. En effet, si l'on considère l'approximation de  $V$  et  $\delta V$  sur chaque élément  $e$  du domaine  $\Omega$  :

$$V = \sum_{i=1}^n a_i N_i \quad (I.12)$$

$$\delta V = \sum_{i=1}^n \delta a_i N_i \quad (I.13)$$

$N_i$  est une fonction de forme,  $n$  est le nombre de noeuds de l'élément considéré,  $a_i$  et  $\delta a_i$  sont les amplitudes de la fonction de forme. Ainsi la résolution par éléments finis fournit une solution approchée du champ  $V$  par adjonction des champs locaux  $V$  définis indépendamment sur chaque élément. La fiabilité de l'approximation est conditionnée par le nombre de noeuds présents sur les bords et les sommets de chaque élément. Les équations I.12 et I.13 peuvent être substituées dans l'équation I.11 pour obtenir une formulation variationnelle sur chaque élément. Elles sont ensuite assemblées dans une matrice rapportant le problème au calcul d'un système d'équations linéaires, où l'utilisation d'éléments de référence à géométrie simple facilite la résolution du problème par l'intermédiaire de transformations géométriques des éléments réels.

### **I.2.2.3 Le choix du maillage**

Comparé aux différences finies, le choix du maillage pour la méthode des éléments finis laisse plus de liberté à l'opérateur dans le choix de la discrétisation du domaine. En effet, la méthode permet de choisir des éléments de tailles et de formes variables à géométrie simple. Le maillage peut être ainsi affiné dans les zones d'intérêt où sont concentrées les mesures, par rapport aux bords des modèles où des éléments de plus grandes dimensions permettraient de définir des conditions aux limites à potentiel constant. Bien que la géométrie de ces éléments reste simple, leurs formes peuvent être adaptées suivant la distribution des hétérogénéités du milieu.

Cependant, toutes proportions gardées, le rapport de taille entre les mailles les plus grossières et les plus petites ne doit pas excéder une valeur de 2 pour favoriser la convergence. De même un maillage trop fin sur l'ensemble du domaine accroît le nombre d'éléments et améliore l'estimation du champ de potentiel mais peut requérir un temps de calcul très important. A l'inverse un maillage grossier limiterait la convergence vers la solution pour cause d'une faible résolution spatiale du modèle.

## **I.2.3 Le problème inverse**

### **I.2.3.1 Méthodes d'inversion non linéaire**

Les méthodes d'inversion sont nombreuses et le choix de la méthode d'optimisation la plus efficace dépend du problème auquel on se retrouve confronté. La théorie des problèmes inverses peut être abordée selon deux points de vues. La première approche est basée sur la théorie des probabilités pour laquelle le poids de l'information a priori sur les données est important. Ces méthodes fonctionnent à partir de processus de marches aléatoires par échantillonnage de la

densité de probabilité d'occurrence des paramètres (méthodes de Monte-Carlo) en supposant une distribution gaussienne de ces échantillons. Lorsque la densité de probabilité est multimodale, les processus de marche aléatoires peuvent être orientés en utilisant la méthode de recuit simulé ou les algorithmes génétiques basés sur la notion de sélection naturelle.

La seconde approche des problèmes inverses concerne les méthodes d'optimisation et de minimisation fonctionnelle dites méthodes de gradient. Elles reposent sur une approximation linéaire du problème direct (Eq.I.10) lorsque celui-ci est faiblement non linéaire, en cherchant itérativement le modèle optimal par minimisation de l'écart entre les données calculées et les données mesurées (méthode de plus grande pente, méthode de Newton, méthode de Gauss-Newton, méthode des gradients conjugués, etc...).

Les méthodes stochastiques ont l'avantage de pouvoir parcourir tout l'espace des modèles permettant de trouver le jeu de paramètres correspondant au minimum global de l'écart entre les données calculées et les données mesurées, ce qui requiert un nombre d'itérations et un temps de calcul important. Notre choix s'est donc porté sur les méthodes de gradient qui cherchent le minimum global de la fonction objectif en parcourant l'espace des modèles à partir d'un modèle initial. Le temps de calcul est donc moins important, mais le système peut rester focalisé sur des minima locaux assimilant les modèles associés au modèle optimal. Au cours de ce travail nous nous concentrerons sur le comportement du processus d'inversion pour différents jeux de paramètres initiaux afin de caractériser dans un premier temps l'unicité de la solution, et de quantifier le rôle des paramètres ayant le plus de poids sur la réponse des modèles correspondant.

Par souci de clarté dans la suite de l'exposé de cette partie, le vecteur contenant les valeurs de résistivité modélisées  $\rho(x, z)$  sera représenté par le vecteur des paramètres  $m$ , tandis que les mesures de potentiels  $\Delta V$  seront exprimées par le vecteur de données  $d$ .

### I.2.3.2 Normes et fonction objectif

L'estimation du vecteur de paramètres  $m$  du modèle optimal se base sur la minimisation de l'écart entre les données mesurées  $d$  et la réponse du modèle  $h(m)$  pouvant se formaliser de façon générale par une norme dite fonction coût ou fonction objectif, qui représente la fiabilité du modèle par rapport aux données mesurées :

$$\|L\|_p = \left[ \sum_{i=1}^N \frac{|d_i - h_i(m)|^p}{(\sigma_{d_i})^p} \right]^{1/p} \quad (\text{I.14})$$

$\|L\|_p$  est la norme pondérée  $L$  d'ordre  $1 < p < \infty$ ,  $\sigma_d$  est l'écart type ou l'erreur sur les données et lorsque  $p = 2$  la distribution de l'erreur, décrite par la variance  $\sigma_d^2$ , sur les données est gaussienne. Si certaines mesures se trouvent entachées d'erreurs, leur poids sur le modèle et le calcul de la norme est important, pouvant faire diverger la solution du minimum global. Pour une série de mesures bruitées l'utilisation d'une norme  $\|L\|_1$  est plus adéquate puisqu'elle admet une distribution exponentielle, donc large, de l'erreur où l'influence des mesures perturbées est de moindre importance. La fonction objectif  $\varphi(m)$  sujette à la minimisation peut être composée par la somme de plusieurs termes suivant l'information a priori sur les paramètres du modèle :

$$\varphi(m) = \left[ \sum_{i=1}^N \frac{|d_i - h_i(m)|^p}{(\sigma_{d_i})^p} \right]^{1/p} + \left[ \sum_{j=1}^M \frac{|m_j - m_j^0|^p}{(\sigma_{m_j})^p} \right]^{1/p} \quad (\text{I.15})$$

$\sigma_{d_i}$  et  $\sigma_{m_i}$  sont respectivement les erreurs sur les mesures et sur les paramètres  $m$  du modèle de référence  $m^0$ . L'ajout d'une norme appliquée sur les paramètres n'est pas indispensable mais permet d'influencer le lissage des contrastes au niveau des interfaces, où la résistivité varie brutalement sur de courtes distances. D'autres termes peuvent également être ajoutés pour contraindre la descente de la fonction objectif  $\varphi(m)$  ou le lissage du vecteur des paramètres  $m$ .

### I.2.3.3 Méthode des moindres carrés : formulation de Gauss-Newton

Les méthodes de gradient sont couramment appliquées aux problèmes non linéaires comme le problème électrique. Elles nécessitent une approche itérative pour atteindre le minimum global de la fonction objectif tel que :

$$m^{k+1} = m^k + \delta m^k$$

avec  $\delta m^k$  le vecteur de variation des paramètres  $m$  permettant l'attribution d'une valeur de résistivité  $\rho$  dans chacun des  $N$  éléments du modèle discrétisé à l'itération  $k + 1$ . Comme il l'a été discuté précédemment, ces méthodes sont dites locale au sens où la convergence vers la solution finale dépend fortement du modèle initial de résistivité décrit par le vecteur  $m^0$ .

La relation entre les données  $d$  et le vecteur des paramètres du modèle  $m$  peut s'exprimer :

$$d = G.m \quad (\text{I.16})$$

où  $G$  est une fonction de Green reliant les données aux paramètres.

Les problèmes faiblement non linéaires peuvent être linéarisés si les variations des erreurs sont linéaires avec le changement des paramètres. Ainsi la réponse du modèle  $h(m) = G.m$  peut être représentée par un développement en série de Taylor du premier ordre :

$$h(m) = h(m^0) + \sum_{j=1}^N \frac{\partial h(m)}{\partial m_j} (m_j - m_j^0) + \theta(m) \quad (\text{I.17})$$

$\delta m = (m - m^0)$  est le vecteur de variation des paramètres par rapport à  $m^0$  et  $J$  est la matrice de sensibilité ou matrice Jacobienne de dérivées partielles (Eq.I.4) de dimension  $M \times N$  qui relie les données aux paramètres :

$$h(m) = h(m^0) + \begin{bmatrix} \frac{\partial h_1(m)}{\partial m_1} & \dots & \frac{\partial h_1(m)}{\partial m_M} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial h_N(m)}{\partial m_1} & \dots & \frac{\partial h_N(m)}{\partial m_M} \end{bmatrix} \delta \vec{m} \quad (\text{I.18})$$

Pour les problèmes faiblement non-linéaires, on se limite au calcul du premier ordre puisque l'ordre 2 est généralement négligeable. Dans le cas contraire, une non-linéarité trop importante conduit à des solutions inexactes.

La méthode d'inversion par moindres carrés la plus simple est la méthode de Gauss-Newton basée sur la minimisation d'une norme  $L_2$  appliquée sur les vecteurs des données. En reprenant le premier terme de l'équation I.15 sous forme vectorielle :

$$\varphi(m) = g^T C_D^{-1} g \quad (\text{I.19})$$

$g = d - h(m)$  est l'erreur représentant l'écart entre les données mesurées  $d$  et la réponse du modèle  $h(m)$ , et  $C_D$  est la matrice de covariance ou de pondération des données mesurées :

$$\varphi(m) = (d - Jm)^T \begin{bmatrix} 1/\sigma_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sigma_M^2 \end{bmatrix} (d - Jm) \quad (\text{I.20})$$

Rappelons que l'objectif est de recalculer  $\delta m$  à chaque itération  $k$  jusqu'à atteindre le minimum global de  $\varphi(m)$ , la fonction objectif peut donc s'exprimer en fonction de  $\delta m^k$  :

$$\varphi(m^{k+1}) = \left[ d - J(m^k + \delta m^k) \right]^T C_D^{-1} \left[ d - J(m^k + \delta m^k) \right] \quad (\text{I.21})$$

Le minimum global de  $\varphi(m^{k+1})$  est atteint pour un  $\delta m^k$  donné lorsque son gradient devient nul :

$$\frac{\varphi(m^{k+1})}{\delta m^k} = 0 \quad (\text{I.22})$$

$$\frac{\partial}{\partial \delta m^k} \left[ d - J(m^k + \delta m^k) \right]^T C_D^{-1} \left[ d - J(m^k + \delta m^k) \right] = 0 \quad (\text{I.23})$$

$$J^T C_D^{-1} J \delta m^k = J^T C_D^{-1} g(m^k) \quad (\text{I.24})$$

$$\delta m^k = \left[ J^T C_D^{-1} J \right]^{-1} J^T C_D^{-1} g(m^k) \quad (\text{I.25})$$

avec  $g(m^k) = d - h(m^k)$ .

L'estimation de  $\delta m^k$  par la méthode de Gauss-Newton repose donc principalement sur le calcul de la matrice inverse de  $J^T C_D^{-1} J$ . Le problème inverse en tomographie de résistivité électrique, présente la plupart du temps un nombre de données différent du nombre de paramètres. La multiplication de la matrice de dérivées partielles  $J$  par sa transposée permet d'obtenir une matrice carrée inversible sans dimension.

#### I.2.3.4 Régularisation de Marquardt-Levenberg

Un choix mal approprié du vecteur des paramètres initial  $m^0$  peut produire, par l'intermédiaire de la réponse du modèle associée  $h(m^0)$ , une matrice  $J^T C_D^{-1} J$  proche de la singularité. Même si  $J^T C_D^{-1} J$  est inversible, la solution peut dans certains cas diverger en créant des variations importantes du vecteur  $\delta m$  entre deux itérations successives. La régularisation de Marquardt-Levenberg contraint le processus d'inversion en restreignant les variations du vecteur  $\delta m$  entre chaque itération. La minimisation de la fonction objectif est à présent contrainte par une norme supplémentaire agissant sur le vecteur des paramètres du modèle (Eq.I.15) :

$$\varphi(m^{k+1}) = g^T C_D^{-1} g + \lambda (m^k - m^0)^T C_p^{-1} (m^k - m^0) \quad (\text{I.26})$$

La solution devient donc :

$$\delta m^k = \left[ J^T C_D^{-1} J - \lambda C_p^{-1} \right]^{-1} \left[ J^T C_D^{-1} g(m^k) - \lambda C_p^{-1} (m^k - m^0) \right]^{-1} \quad (\text{I.27})$$

$C_p$  est la matrice de covariance ou de pondération des paramètres du modèle,  $\lambda$  est le facteur d'amortissement ajouté aux valeurs propres de la matrice  $J^T C_D^{-1} J$ . Plus  $\lambda$  est grand, plus les variations du vecteur des paramètres du modèle  $m$  de l'itération  $k + 1$  sont amortis.

L'équation I.27 est une combinaison de la méthode des moindres carrés et de la méthode de plus grande pente. Généralement, la méthode de plus grande pente a tendance à converger rapidement pour des valeurs élevées de la fonction objectif  $\varphi(m)$  tandis qu'elle est plus lente à proximité d'un minimum. A l'inverse la méthode des moindres carrés est plus efficace dans les vallées étroites où  $\varphi(m)$  est faible. L'association des deux méthodes est optimisée par une diminution progressive du facteur d'amortissement  $\lambda$  à chaque itération. En effet, en fixant une valeur initiale élevée de  $\lambda$ , la méthode de plus grande pente est dominante dans l'équation I.27 permettant de converger rapidement dès le départ vers la solution. Suivant les itérations successives la valeur de  $\lambda$  diminue et la méthode de moindres carrés prend progressivement le relais à mesure que la solution  $\delta m$  s'approche du minimum global de la fonction objectif.

Le facteur d'amortissement a également un effet direct sur la résolution des paramètres du modèle à travers le terme  $\lambda C_p^{-1}$  exprimant un compromis entre  $\lambda$  et la variance de chacun des paramètres.



### I.2.3.5 Paramètres de lissage et matrices de covariance : application sous Res2Dinv

Res2Dinv (Loke, 1996) est un programme d'inversion de données électriques qui produit itérativement des modèles de distribution 2D de la résistivité électrique. Les processus d'inversion y sont basés sur la méthode des moindres carrés contrainte par la modification de Marquardt-Leventberg décrite précédemment (Eq.I.27) sur laquelle sont ajoutés des paramètres de lissage. Ainsi l'optimisation de la réponse du modèle est évaluée par minimisation d'une fonction objectif similaire à celle décrite par l'équation I.26 :

$$\varphi(m^{k+1}) = g^T C_D^{-1} g + \lambda \left( m^k - m^0 \right)^T R^T R C_p^{-1} \left( m^k - m^0 \right) \quad (\text{I.28})$$

$R$  est une matrice de rugosité agissant directement sur les valeurs de résistivité des cellules adjacentes du modèle.

$$\delta m^k = \left[ J^T J + \lambda^k F \right]^{-1} \left[ J^T C_D^{-1} g(m^k) - \lambda^k F \left( m^k - m^0 \right) \right] \quad (\text{I.29})$$

$F$  est un terme de lissage tel qu'en 2 dimensions :

$$F = \alpha_x R_x^T R_x C_p^{-1} + \alpha_z R_z^T R_z C_p^{-1} \quad (\text{I.30})$$

$R_x$  et  $R_z$  sont des matrices de rugosité selon les directions  $x$  et  $z$  agissant sur les cellules adjacentes du modèle.  $C_D$  et  $C_p$  sont les matrices de covariance des données et des paramètres,  $\alpha_x$  et  $\alpha_z$  sont les facteurs de poids de  $F$  dans chaque direction.

Ce type de méthode présente l'avantage de mieux décrire les milieux où les contrastes de résistivité sont progressifs, par exemple pour la localisation et le suivi de panaches de contaminants (Barker et Moore, 1998), par opposition aux méthodes dites d'inversion en blocs plus adaptées aux milieux où les variations des contrastes sont plus franches (Olayinka et Yaramanci, 2000).

En comparant l'équation I.27 résultante de la régularisation de Marquardt-Leventberg avec la solution appliquée sous Res2Dinv (Eq.I.29), on peut observer qu'il n'y a pas de pondération de  $J^T J$  par la matrice de covariance des données  $C_D$ . La matrice  $J^T J$ , qui n'est pas nécessairement recalculée à chaque itération, est indépendante des mesures de différences de potentiel  $\Delta V$ . Or  $C_D$  étant recalculée à chaque itération, son produit avec la matrice de sensibilité imposerait un

temps de calcul supplémentaire.

L'utilisation de normes  $L_1$  sur les données et sur les paramètres est mieux adaptée lorsque les erreurs sur les mesures sont importantes. Sous Res2Dinv la minimisation de la fonction objectif est contrôlée par défaut par des normes  $L_2$  sur les données et les paramètres. Cependant, il est possible de s'affranchir partiellement des mesures les plus perturbées par la technique de repondération itérative. Cette méthode est basée sur le recalcul de  $C_D$  et  $C_p$  à partir d'un facteur d'acceptance de l'écart entre les mesures et la réponse du modèle, et entre le modèle de référence et le modèle de l'itération considérée. Les mesures et les paramètres du modèles initial qui ne rentrent pas dans l'intervalle d'acceptance se voient attribuer une variance élevée pour l'itération suivante ce qui permet de limiter le poids des mesures perturbées sur l'inversion sans les supprimer.

Nos expérimentations sont réalisées sur des milieux poreux simples dont certains paramètres hydrodynamique tels que la porosité ou la perméabilité sont facilement identifiables. Dans ces conditions, le modèle de référence  $m^0$  pourrait être caractérisés à partir de relations pétrophysiques comme la loi de Archie (1942) ou le modèle de Rhoades et al (1976). Ces estimations peuvent apporter de l'information a priori permettant d'optimiser la fiabilité des modèles dans la mesures où ces relations et leurs paramètres sont fiables. Quoiqu'il en soit, sous Res2dinv il n'est pas possible d'inclure un vecteur de paramètres pour le modèle de référence mais seulement une valeur de résistivité moyenne.

La tomographie de résistivité électrique est une méthode intégratrice qui contrairement aux méthodes sismiques ou GPR produit des modèles lissés au niveau des interfaces de structures possédant des propriétés électriques différentes (Fig.I.7). La propagation et la dispersion d'un soluté en milieu poreux naturel vont tendre à lisser les contrastes de résistivité dont l'étalement dépend des propriétés des fluides en présence et des paramètres hydrodynamiques du milieu. Les expériences de laboratoire menées au cours de cette thèse sont réalisées en fixant les paramètres géométriques locaux et la composition chimique des fluides. Afin de quantifier l'étalement de ces solutés à partir des contrastes de résistivité, il est nécessaire d'étudier le comportement systématique des principaux paramètres d'inversion et particulièrement ceux jouant un rôle prépondérant sur le lissage des contrastes.

## I.3 Relations pétrophysiques

### I.3.1 Facteurs contrôlant la résistivité électrique

Pour un arrangement et un écartement des électrodes donné, le volume de sol ou de roche investigé intègre une somme de paramètres pouvant être subdivisés en trois catégories :

- Les paramètres intrinsèques à la géométrie de milieu :
  - la proportion de la phase solide
  - la nature des grains
  - la forme, la taille et l'orientation des particules
- Les paramètres hydriques :
  - la porosité totale
  - le contenu en eau
- Les paramètres physico-chimiques des fluides et de la roche :
  - la minéralisation (conductivité) des fluides
  - la capacité d'échanges cationiques (CEC) des surfaces chargées
  - la mouillabilité des surfaces
  - la température

Le schéma de la figure I.6 décompose l'effet de ces paramètres sur la valeur totale de la résistivité apparente  $\sigma_a$  par la somme de quatres types de conductivités électriques :

$$\sigma_a = \sigma_w + \sigma_s + \sigma_r + \sigma_g \quad (\text{I.31})$$

$\sigma_r$  est la conductivité électrique liée à la nature et à la proportion des particules solides.  $\sigma_g$  est la conductivité de la fraction de phase gazeuse.  $\sigma_s$  est la conductivité de surface des particules, qui dépend des interactions entre les fluides et la capacité d'échange cationique des surfaces chargées.  $\sigma_w$  est la conductivité électrique des fluides saturant l'espace poral.

Le contenu en eau  $\theta$  et sa minéralisation, par l'intermédiaire de  $\sigma_w$ , sont généralement les facteurs pour lesquels  $\sigma_a$  est la plus sensible (Ramirez et al, 2000 ; Friedman, 2005). A saturation  $\theta$  est dépendant de la forme et l'organisation des particules, jouant sur la porosité totale. A

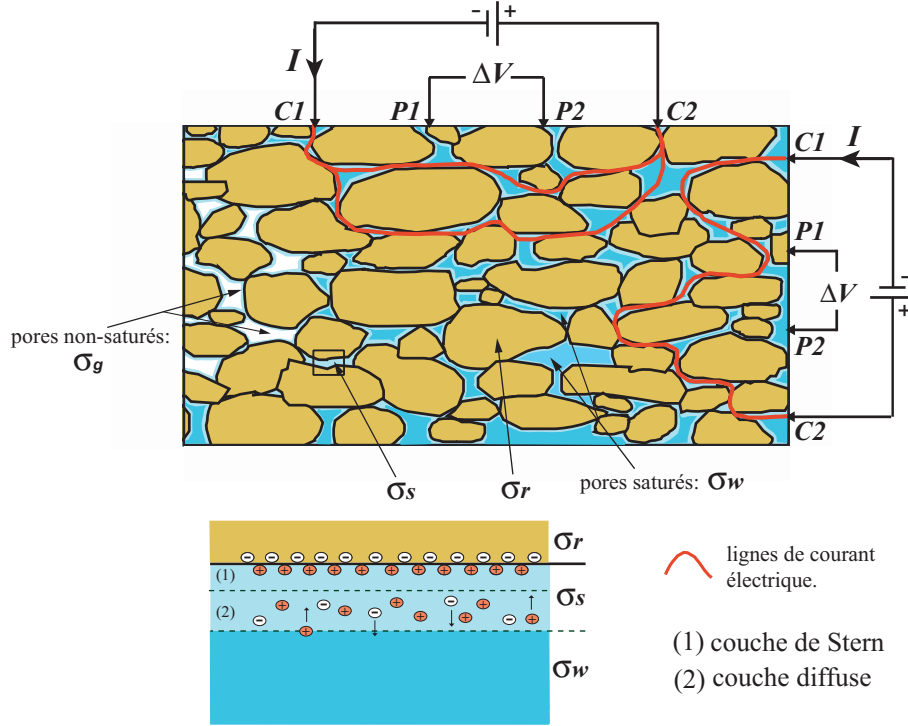


FIGURE I.6 – Schéma de la propagation de quelques lignes de courant en milieu poreux. Les particules présentent une orientation préférentielle horizontale.

titre d'exemple, un granite est très peu poreux et imperméable, il aura donc potentiellement un contenu en eau plus faible qu'un grès ou un sable dont la porosité et la perméabilité sont plus importantes. De plus, l'orientation préférentielle des particules peut créer des directions principales d'anisotropie qui favorisent ou limitent la propagation des lignes de courant électrique suivant la position du dispositif de mesure (Fig.I.6)

Lorsque toute la porosité accessible est saturée, l'influence de  $\sigma_r$  diminue devant celle de  $\sigma_w$  qui croît linéairement, jusqu'à une valeur seuil, avec l'augmentation de la concentration en ions dissous ( $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{OH}^-$ , ...) (Bussian, 1983 ; Friedman, 2005). Le poids de  $\sigma_w$  sur la conductivité apparente totale est caractérisé par le facteur de formation  $F$  :

$$F = \frac{\sigma_a}{\sigma_w} \quad (\text{I.32})$$

Ainsi une eau douce sera beaucoup plus résistante qu'une eau de mer pour laquelle la force ionique est plus élevée (Fig.I.7). A l'inverse, la saturation par différents types d'huile contribue à augmenter la résistivité du milieu. Lorsque  $\sigma_w$  est faible, son rôle peut devenir négligeable devant la conductivité de surface des particules  $\sigma_s$  (Leroy et al, 2008). Cette conductivité de surface est

fonction de la composition minéralogique de la roche et de sa charge de surface dont résultent les interactions chimiques et la nature des ions adsorbées dans la double couche électrique (Fig.I.6). Son influence peut être estimée par le nombre de Dukhin  $\xi$  défini comme le rapport entre  $\sigma_s$  et la conductivité du fluide saturant  $\sigma_w$  :

$$\xi = \frac{\sigma_s}{\sigma_w} \quad (\text{I.33})$$

La conductivité de surface est un paramètre généralement difficile à estimer. Malgré tout Bolève et al (2007) proposent une formulation simple pour un empilement de billes de verre sphériques :

$$\sigma_s = \frac{6\Sigma_s}{d} \quad (\text{I.34})$$

où  $d$  [m] est le diamètre moyen des particules, le chiffre 6 est un facteur géométrique déduit de l'empilement des sphères et  $\Sigma_s$  est la conduction de surface spécifique dans la couche de Stern et la couche diffuse.

Les surfaces de particules siliceuses, comme les billes de verre, sont chargées négativement, ce qui favorise l'adsorption des charges positives ( $\text{Na}^+$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ,...) contenus dans les fluides saturant. Dans de telles conditions,  $\sigma_s$  n'est pas négligeable par rapport à  $\sigma_r = 10^{-17} \text{ S.cm}^{-1}$  pour le verre. Ainsi, pour les faibles conductivités électriques des fluides  $\sigma_w$ , la relation entre la mesure de  $\sigma_a$  et la concentration en ions dissout dans les fluides n'est plus linéaire.

### I.3.2 La loi empirique de Archie

La loi de Archie (1942) a été déterminée expérimentalement en laboratoire pour évaluer la conductivité (i.e résistivité) des fluides (eaux, huiles) et des gaz qui saturent les pores de certaines formations à partir de mesures de conductivité sur des échantillons de sables et de grès saturés par des saumures :

$$\frac{1}{F} = \frac{\sigma_a}{\sigma_w} = \frac{\phi^m}{S^{-n}} \quad (\text{I.35})$$

$\sigma_a$  est la conductivité volumique du milieu ou la conductivité apparente mesurée et  $\sigma_w$  est la conductivité de la phase fluide,  $\phi$  est la fraction volumique des pores,  $S = \theta/\theta_{sat}$  est la fraction

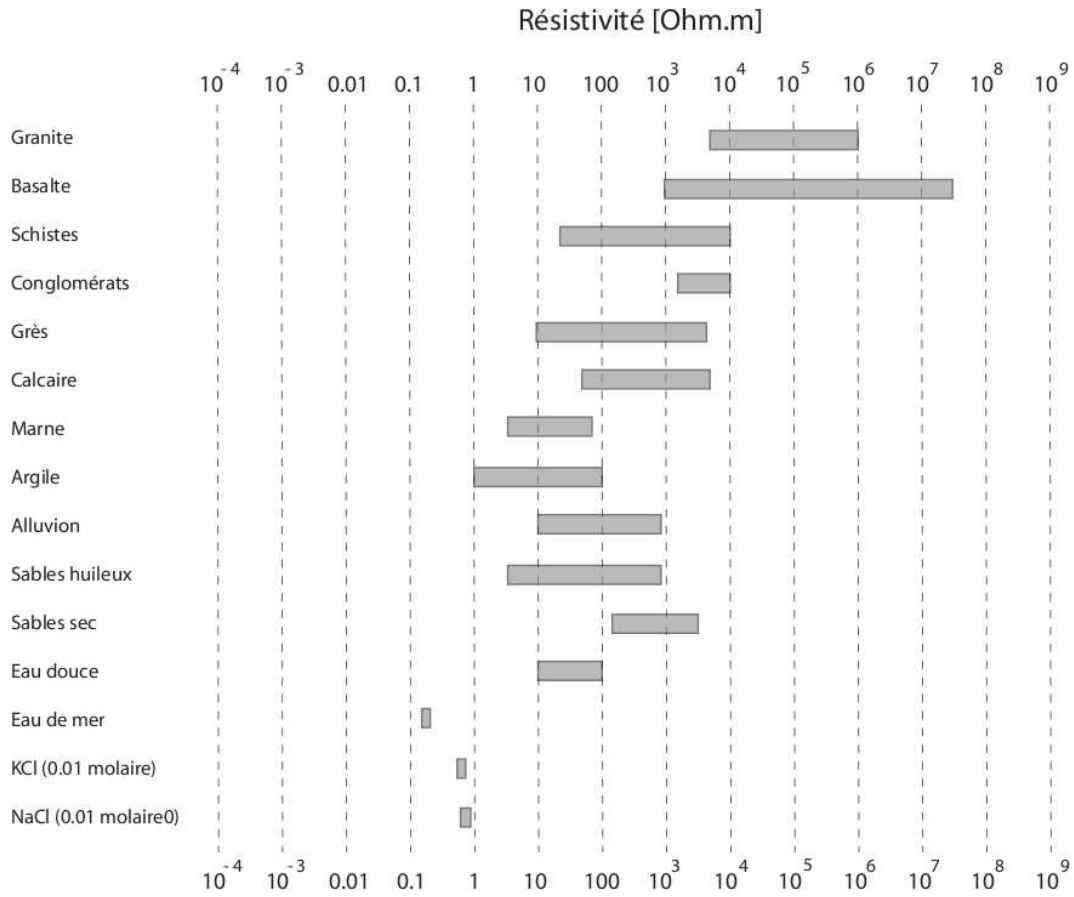


FIGURE I.7 – *Gammes de résistivités électriques des principaux types de roches.*

de fluide  $\theta$  présente par rapport à la fraction de fluide à saturation  $\theta_{sat}$  telle que  $\theta_{sat} = \phi$ ,  $n$  est l'exposant de saturation déterminé empiriquement tel que  $n = 2$  pour les sables et grès (Archie, 1942),  $m$  est le facteur de cimentation, c'est également un facteur empirique, caractérisé par la forme et l'organisation des particules (Jackson et al, 1978 ; Salem et Chilingarian, 1999). Ainsi  $m$  varie de 1,2 à 1,35 pour des billes de verre sphériques (Tab. I.1), alors que  $m = 3.0$  pour des particules plates comme les Montmorillonites sodiques, et  $m = 4.4$  dans des tuffs altérés où les particules sont très anguleuses.

Le facteur de cimentation a également tendance à changer suivant la nature des grains :

- $1.0 \lesssim m \lesssim 1.5$ , pour des sables, des grès et des calcaires non consolidés ou fracturés.
- $1.8 \lesssim m \lesssim 3.0$ , pour les mêmes types de roches consolidés.
- $2.0 \lesssim m \lesssim 3.5$ , pour les argiles suivant leur composition chimique et leur structure ( $m = 1,87$  pour des kaolinites,  $m = 2,5$  pour des muscovites).

A l'échelle du volume poreux, des particules de formes variables et aléatoirement orientées contribuent à diminuer la valeur de  $\sigma_a$ . L'allongement et l'orientation selon des directions préférentielles augmentent la tortuosité et créent des directions principales d'anisotropie hydraulique et électrique (Rey et Jongmans, 2007). Le facteur de cimentation est par conséquent indirectement fonction de la tortuosité  $T = \theta^{-(m-1)}$  qui rend compte de la géométrie du système poral, ayant une influence directe sur le facteur de formation  $F$  (Kemna, 2002 ; Rey et Jongmans, 2007).

Milieu	Porosité $\phi$	$m$	Référence
Sable propre	0.12-0.35	1.3	Archie (1942)
Grès consolidés	0.12-0.40	1.8-2.0	
Sphères vitreuses	0.37-0.40	1.38	Willie et Gregory (1955)
Montmorillonite sodique		3.0	Atkins et Smith (1961)
Kaolinites		1.87	
Muscovites		2.5	
8 sables marins	0.35-0.50	1.39-1.58	Jackson et al. (1978)
Billes de verre	0.33-0.37	1.20	
Sable argileux	0.41-0.48	1.52	
Fragments coquillés	0.62-0.72	1.85	
Billes de verre fondues	0.02-0.38	1.5	Sen et al. (1981)
	0.10-0.40	1.7	Schwartz et Kimminau (1987)
	0.10-0.30	1.6-1.8	Pengra et Wong (1999)
Grès	0.07-0.22	1.6-2.0	
Calcaires	0.15-0.29	1.9-2.3	
Tuff altérés	0.50	4.4	Revil et al. (2002)
Billes de verre	0.38-0.40	1.35	Friedman et Robinson (2002)
Tuff	0.60-0.64	1.66	

TABLE I.1 – *Tableau synthétique de gammes de porosité et facteurs de cimentations estimés sur des roches consolidés, non-consolidés et billes de verres. D'après Jackson et al. (1978), et Friedman (2005)*

Winsauer et al modifient la loi de Archie en 1952 en y ajoutant un facteur empirique  $a$  supplémentaire qui permet de tenir compte de la connection du système poral :

$$\frac{1}{F} = \frac{\sigma_a}{\sigma_w} = a \cdot \frac{\phi^m}{S^{-n}} \quad (\text{I.36})$$

$a$  varie entre 0,6 et 2,0 suivant la lithologie avec  $a < 1$  pour les roches à porosité intergranulaires dont la connection entre les pores est limitée, impliquant une perméabilité faible et  $a > 1$  pour les porosités de fracture où la perméabilité est élevée.

Un aperçu est donné par le tableau I.2 extrait de Kamel (2001), il présente plusieurs études menées sur l'estimation empirique de  $a$  et  $m$ , parmi lesquelles la formulation de Humble ( $a = 0,62$  et  $m = 2,15$ ) utilisée pour des sables non consolidés ou encore celle de Shell ( $a = 1$  et  $m = 1,87 + 0,019/\phi$ ) appliquée pour des carbonates non fracturés à faible porosité.

$F = \sigma_a/\sigma_w$	Référence
$F = 1/\phi^m$	Formulation générale pour les roches calcaires.
$F = 0.81/\phi^2$	Grès consolidés.
$F = 0.62/\phi^{2.15}$	Formule de Humble pour les sables non consolidés (Winsauer et al, 1952).
$F = 1.65/\phi^{1.33}$	Sables schisteux (Carothers, 1968).
$F = 1.45/\phi^{1.70}$	Sables calcaires (Carothers, 1968).
$F = 1/\phi^{2.2 \text{ to } 2.5}$	Roches carbonatées compactes (Schlumberger, 1979 ; Worthington, 1985).
$F = 1/\phi^{1.87+0.019/\phi}$	Equation de Shell, carbonates non fracturés à faible perméabilité.
$F = 1/\phi^{2.05-\phi}$	Formations granulaires propres (Sethi, 1979).
$F = 1.13/\phi^{1.73}$	Formule de Chevron pour des Grès (Timur et al, 1972).

TABLE I.2 – Coefficients et facteurs de cimentations utilisés pour calculer le facteur de formation  $F$ . Tiré de la littérature d'après Kamel (2001).

Cette loi expérimentale de Archie est une des plus couramment utilisée pour sa simplicité et sa robustesse spécialement en milieu saturé. En revanche elle ne tient pas compte des phénomènes de conductivité de surface et reste limitée aux microstructures simples, puisque  $\sigma_a$  intègre les différentes hétérogénéités présentent dans les cas plus complexes tels que les réseaux de fractures. L'estimation du facteur de formation  $F$  (Tab. I.2) dépend des paramètres de calages  $n$ ,  $a$  et  $m$ . Ces paramètres restent difficiles à caractériser, variant d'un échantillon à l'autre pour le même type de roche, puisqu'ils intègrent à la fois la géométrie milieu et la nature des roches et des fluides en présence.



### I.3.3 L'extension de Waxman et Smits

En 1968, Waxman et Smits tiennent compte de la distribution de la conductivité de surface des argiles sur des échantillons de sables schisteux en exprimant le système comme deux conducteurs disposés en parallèle. A saturation,  $\sigma_w/F$  est la part des ions dissous dans la solution tandis que  $\sigma_s$  est la conductivité de surface relative aux ions adsorbés :

$$\sigma_a = \frac{S^n}{F} \left( \sigma_w + \frac{\sigma_s}{S} \right) \quad (\text{I.37})$$

avec  $\sigma_s = \frac{2\mu Q_v}{\Lambda}$ ,  $\Lambda$  [m] est la taille des pores interconnectés,  $Q_v$  [C.m<sup>-2</sup>] est la densité de charges de surface et  $\mu$  [m<sup>2</sup>.V<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>] représente la mobilité efficace des ions dans la double couche électrique autour de la surface chargée. La relation entre  $\sigma_a$  et  $\sigma_w$  est linéaire pour les solutions électrolytiques conductrices et devient logarithmique lorsque  $\sigma_w$  tend vers 0, où  $\sigma_a$  dépend essentiellement des charges de surfaces des particules  $\sigma_s$ , et de la mobilité des cations adsorbés sur les couches électroniques de surface. Ce modèle peut être généralisé pour des milieux argileux non saturés, fournissant de meilleures estimations que la loi de Archie quant à la localisation d'huiles, cependant l'estimation des paramètres est plus contraignante.

### I.3.4 Le modèle de Rhoades

Le modèle de Rhoades et al (1976) est basé sur le même principe que le modèle de Waxman et Smits (1968) en considérant un système à deux conducteurs disposés en parallèle mais tenant compte également de l'état de saturation  $\theta$  et de l'anisotropie électrique créée par la forme et l'orientation des particules (Rey et Jongmans, 2007) :

$$\sigma_a = T\theta\sigma_w + \sigma_s \quad (\text{I.38})$$

La formulation générale devient donc :

$$\sigma_a = (A\theta^2 + B\theta) \sigma_w + \sigma_s \quad (\text{I.39})$$

$T$  ( $\leq 1$ ) caractérise la tortuosité du milieu suivant la forme et l'orientation des particules. Elle est dans ce cas estimée expérimentalement comme une fonction linéaire de l'état de saturation

tel que  $T = A\theta + B$ .  $A$  et  $B$  sont des paramètres empiriques qui varient selon le type de sol ou de roche. A titre d'exemple  $1,3 < A < 1,4$  et  $-0,11 < B < -0,06$  pour un sol limoneux. L'évaluation du facteur de formation  $T\theta$  est différente du modèle de Waxman et Smits (1968) mais le comportement vis à vis de  $\sigma_w$  et  $\sigma_a$  est du même ordre. En effet, la relation est linéaire pour les solutions conductrices mais elle n'est plus valable lorsque  $\sigma_w$  tend vers 0 puisque les effets de la conductivité de surface  $\sigma_s$  deviennent dominants.

Rhoades et al (1989) proposent ensuite un modèle à trois conducteurs disposés en parallèle similaire à un modèle de transport à double perméabilité, pour lequel ils distinguent la conductivité de la solution électrolytique en mouvement  $\sigma_w$ , la conductivité de surface des particules  $\sigma_s$  et la conductivité issue de l'association entre les particules et les fluides interstitiels stagnants  $\sigma_{ws}$  :

$$\sigma_a = \frac{(\theta_s + \theta_{ws})^2 \sigma_{ws} \sigma_s}{\theta_s \sigma_{ws} + \theta_{ws} \sigma_s} + \theta_w \sigma_w \quad (\text{I.40})$$

$\theta_s$  est la fraction volumique de la phase solide,  $\theta_{ws}$  est la fraction volumique de la phase solide-liquide stagnant et  $\theta_w$  est la fraction de liquide continue.

Ce modèle fait la distinction entre l'eau mobile, localisée dans les grands pores interconnectés, et l'eau dite immobile se trouvant piégée dans les pores isolés ou la porosité de la matrice, présentant l'avantage de décrire plus précisément la salinité et la distribution du contenu en eau du milieu considéré. L'utilisation de cette expression est attrayante puisqu'elle permet de s'affranchir des paramètres de calage tels que  $T$  et peut par conséquent être applicable pour les fluides de faibles conductivités (contrairement à Rhoades et al 1976). Elle est malgré tout difficile à mettre en oeuvre puisqu'il est nécessaire d'estimer au préalable les valeurs de  $\theta_{ws}$  et  $\sigma_{ws}$ .

### I.3.5 Le modèle de Mualem-Friedman

Mualem et Friedman (1991) proposent également un modèle conceptuel pour évaluer la conductivité électrique d'un volume de sol suivant l'état de saturation. Ce modèle suppose que le facteur de tortuosité exprimant la réduction de la conductivité hydraulique du milieu est identique au facteur de tortuosité réduisant la conductivité électrique de la solution du sol. En d'autres termes, considérant un volume poreux ayant un contenu en eau donné, ils estiment que les lignes d'écoulement des molécules d'eau soumises à un gradient de charge hydraulique sont similaires aux lignes d'écoulement du courant électrique soumis à une différence de potentiel. La forme

simplifiée du modèle en fonction du contenu en eau s'exprime par :

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_w} = \frac{\theta^{n+2}}{\theta_{sat}} \quad (\text{I.41})$$

A saturation, l'expression devient :

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_w} = \theta_{sat}^{n+1} \quad (\text{I.42})$$

où  $n$  est la fraction volumique de liquide caractérisée expérimentalement à partir des fonctions de rétention en eau et de conductivité hydraulique. Lorsqu'elle ne peut être évaluée, sa valeur est empiriquement fixée à  $n = 0.5$  de sorte qu'à saturation :

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_w} = \theta_{sat}^{1.5} \quad (\text{I.43})$$

Sous cette forme le modèle ne tient pas compte de la conduction de surface des particules  $\sigma_s$  et se comporte, à saturation, comme la loi de Archie (Eq.I.36) avec une valeur fixe de  $m = 1.5$ . La fiabilité du modèle (Eq.I.41 et Eq.I.42) a été testée expérimentalement sur 26 échantillons. Les conductivités électriques des expérimentations menées à saturation (Eq.I.42) ont fourni des résultats plus précis que les tests menés sur des échantillons non saturés comparés aux résultats de Rhoades et al (1976). Les résultats sont cependant meilleurs pour des billes de verres qui forment un milieu poreux chimiquement inerte. Bien que la fiabilité de ce modèle soit empiriquement satisfaisante, il ne repose sur aucune base physique puisque la similarité des flux hydrauliques et électriques n'est pas vérifiée.

### I.3.6 Choix du modèle

Les modèles de Rhoades et Mualem-Friedman sont essentiellement basés sur la répartition du contenu en eau, soit par définition, plus adaptés pour les milieux non-saturés. Le modèle de Mualem-Friedman semble fiable d'un point de vue empirique, mais il ne repose sur aucune base physique puisqu'il considère que les comportements des flux hydraulique et électrique sont similaires. Le modèle de Rhoades et al (1976) établit la relation entre le contenu en eau  $\theta$  et la tortuosité  $T$  caractérisée à partir de deux paramètres  $A$  et  $B$ , dont l'estimation peut s'avérer contraignante.

En revanche le modèle à 3 conducteurs de Rhoades et al (1989) ne dépend que du contenu en eau des différentes régions et de leur conductivité électrique respective, cependant l'évaluation précise de  $\sigma_s$  et  $\sigma_{ws}$  est difficile à mettre en oeuvre.

Notre choix s'est porté sur la loi de Archie (1942) pour effectuer le lien entre les valeurs de conductivité apparente mesurées  $\sigma_a$  et la conductivité des fluides  $\sigma_w$  essentiellement par l'intermédiaire des paramètres géométriques du milieu représenté par  $a$ ,  $m$  et  $\phi$ . Cette loi est couramment utilisée pour sa simplicité et sa robustesse, notamment en milieu saturé où elle est affranchie de son terme de saturation  $S$ . De plus, de part sa popularité, ses paramètres de calage  $a$  et  $m$  ont été établis pour différents types de milieux (Tab.I.1 et Tab.I.2). L'extension de Waxman et Smits (1968) permet également de tenir compte de la conductivité de surface des phases minérales  $\sigma_s$  lorsqu'elle devient non négligeable devant  $\sigma_w$ .

## I.4 Écoulement et transport de solutés en milieu poreux saturé

Ce travail s'intéresse principalement aux processus de transport élémentaires d'espèces dissoutes, soit dans le cas présent à la dispersion de traceurs passifs injectés dans un milieu poreux saturés. L'étude de ce processus simple permet, à l'échelle du laboratoire, de quantifier les capacités de l'ERT quant au suivi du front de dispersion de panaches de solutés ou de polluants en zone saturée. Si ces traceurs sont purement passifs, la dispersion autour du centre de masse du panache a lieu à la vitesse moyenne de convection du solvant dans les pores. Les mécanismes de dispersion décrits dans cette partie s'appuient sur la loi de Fick dont nous verrons les déviations possibles si les traceurs considérés ne sont plus totalement passifs, mais s'ils jouent un rôle sur les contrastes de densité ou s'ils interagissent avec la surface des particules.

### I.4.1 La loi de Darcy

La loi phénoménologique de Darcy exprime, pour un fluide newtonien, la proportionnalité entre la différence de pression entre deux points d'un réseau poreux et le débit du fluide (Darcy, 1856). Elle est couramment utilisée en hydrogéologie, pour caractériser les directions d'écoulement et les flux d'eau et de solutés dans les aquifères libres et captifs assimilables à des milieux poreux naturels. Ainsi pour un écoulement unidirectionnel horizontal, la quantité de fluide  $Q$  [ $m^3.s^{-1}$ ] transitant à travers une matrice poreuse est proportionnelle à la section  $S$  [ $m^2$ ] traversée, et à la perméabilité  $k^*$  [ $m^2$ ] du milieu :

$$Q = S \cdot \frac{k^*}{\mu_D} \left( \frac{\Delta P}{L} \right) \quad (I.44)$$

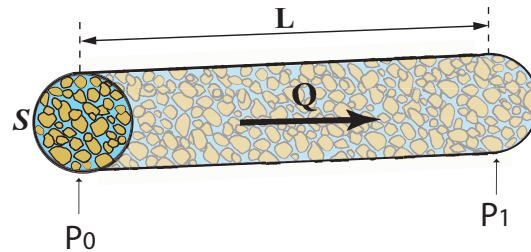


FIGURE I.8 – Schéma représentatif des paramètres de la loi de Darcy pour un écoulement horizontal.

où  $\mu_D$  [ $Pa.s$ ] est la viscosité dynamique du fluide en mouvement avec  $\mu_{Deau} = 1.0 \times 10^3$   $Pa.s$  à 20°C, et  $\Delta P = P_1 - P_0$  est la différence de pression en [ $Pa$ ] entre deux points espacés d'une distance  $L$ . Ainsi la vitesse de filtration dite vitesse de Darcy s'exprime :

$$U = \frac{Q}{S} \quad (\text{I.45})$$

La vitesse de Darcy est une vitesse apparente puisqu'elle est définie par rapport à la totalité de la section perpendiculaire  $S$ . A ne pas confondre avec la vitesse moyenne dans les pores  $u = U/\phi$  tenant uniquement compte de la surface des pores de la section  $S$ .

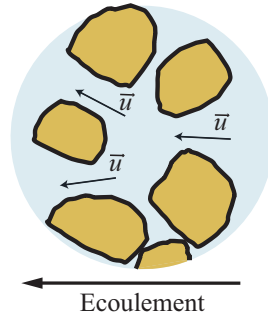


FIGURE I.9 – Vitesse moyenne d'écoulement dans les pores  $u = \frac{U}{\phi}$

La formulation de la loi de Darcy de l'équation I.44 est exprimée pour un cas simplifié où l'écoulement est horizontal. Or, il faut également tenir compte de la composante d'écoulement verticale dépendante de la densité du fluide. Pour un panache de polluant ou de soluté de masse volumique  $\rho_s$ , s'infiltrant dans un milieu poreux déjà saturé par un fluide de masse volumique  $\rho_w$ , le contraste de densité ajoute une composante supplémentaire à la vitesse de Darcy  $U$ . Ainsi l'expression complète devient :

$$U = S \cdot \frac{k^* g}{\mu_D} (\rho_w - \rho_s) \cdot \left( \frac{\Delta P}{L} \right) \quad (\text{I.46})$$

L'influence de la composante verticale sur l'étalement du panache va dépendre du contraste de densité entre les deux fluides. Son importance est caractérisée par le nombre de gravité  $N_g$ , défini par le rapport des forces d'écoulement gravitaire sur la vitesse de filtration totale :

$$N_g = \frac{k^* g (\rho_w - \rho_s)}{\mu_D |U|} \quad (\text{I.47})$$

Le signe de  $N_g$  est fonction des conditions de stabilité à l'interface entre les fluides. Si  $N_g < 0$  le système est gravitairement instable avec un fluide lourd qui pénètre dans la porosité saturée

par un fluide plus léger ( $\rho_w < \rho_s$ ). A l'inverse quand  $N_g > 0$  l'interface est stable par gravité où le fluide s'infiltrant à une densité plus faible que celle du fluide en place.

La loi de Darcy n'est plus valable pour les faibles et les forts gradients de charges hydrauliques (de Marsily, 1981). Pour les faibles gradients, la relation entre la vitesse et le gradient de charge hydraulique n'est plus linéaire. La relation dépend alors du type et de la structure des argiles en présence ou encore de l'influence de gradients de pressions osmotiques. Concernant les forts gradients, la forme courante de la loi de Darcy n'est plus applicable pour les régimes d'écoulement transitoires et turbulents où la part des frottements visqueux sur les parois du système poral et les forces d'inertie du fluide deviennent non négligeables.

#### I.4.2 Equation de convection-dispersion

En considérant un volume poreux homogène, isotrope et saturé en permanence, la variation de la concentration molaire  $C$  d'une espèce dissoute dans un milieu de porosité  $\phi$  est donnée par le bilan de flux massique et un taux de production  $r$  :

$$\phi \frac{\partial C}{\partial t} = r - \vec{\nabla} \cdot \vec{n} \quad (\text{I.48})$$

où  $\vec{n}$  est le flux massique de l'espèce qui se décompose en un terme de flux convectif associé au mouvement du fluide,  $\vec{U} \cdot C$ , et un terme diffusif qui obéit à la loi phénoménologique de Fick,  $-D^* \vec{\nabla} C$ , où  $D^*$  est un tenseur :

$$\phi \frac{\partial C}{\partial t} = r^* - \vec{\nabla} \cdot (\vec{U} \cdot C - D^* \cdot \vec{\nabla} C) \quad (\text{I.49})$$

Le fluide étant incompressible ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0$ ) et en supposant que les coefficients du tenseur de dispersion  $D^*$  sont constants, l'expression précédente devient :

$$\phi \frac{\partial C}{\partial t} = r^* - \vec{U} \cdot \nabla C + D^* \cdot \nabla^2 C \quad (\text{I.50})$$

soit en divisant chaque terme par  $\phi$  :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = r - \vec{u} \cdot \nabla C + D \cdot \nabla^2 C \quad (\text{I.51})$$

où  $\vec{u} = \vec{U}/\phi$  est la vitesse moyenne dans les pores,  $D [m^2.s^{-1}]$  est le coefficient de dispersion hydrodynamique de l'espèce dissoute et  $r = r^*/\phi$  est un taux de production par unité de volume de pores.

A l'échelle de Darcy, le coefficient  $D$  traduit le mouvement erratique du soluté dû à la diffusion moléculaire et aux fluctuations de vitesse aux échelles inférieures dans la direction de l'écoulement :

$$D = \tau D_m + \alpha \cdot u \quad (\text{I.52})$$

où  $D_m [m^2.s^{-1}]$  est le coefficient de diffusion moléculaire et  $\tau$  un coefficient sans dimension qui tient compte du caractère confiné du milieu où la diffusion est limitée par la présence des grains.  $\alpha \cdot U [m^2.s^{-1}]$  est le terme de dispersion géométrique et  $\alpha [m]$  la dispersivité, qui traduit les fluctuations de vitesse des lignes d'écoulements relatives à la géométrie du milieu. L'échelle à laquelle cette description est possible nécessite d'intégrer plusieurs longueurs de corrélation des vitesses microscopiques.

Si les vitesses d'écoulement sont faibles, la dispersion totale est dominée par la diffusion moléculaire et  $D \approx \tau D_m$ , tandis qu'avec l'augmentation du débit, la contribution de la diffusion moléculaire devient négligeable et  $D \approx \alpha \cdot U$ . Le nombre de Péclet  $Pe$  permet de donner l'importance de ces deux contributions. Il est défini comme le rapport entre le flux convectif moyen dans les pores,  $\vec{u}.C$ , et le flux diffusif,  $D_m.\vec{\nabla}C$  :

$$Pe = \frac{\|\vec{u}.C\|}{\|D_m.\vec{\nabla}C\|} \quad (\text{I.53})$$

en introduisant l'échelle caractéristique de la taille des pores assimilée au diamètre moyen des particules  $d [m]$  :

$$Pe = \frac{u.d}{D_m} \quad (\text{I.54})$$

La figure I.10 extraite de Bear (1972) illustre les ordres de grandeurs des régimes de dispersion pour plusieurs séries d'expérimentations issues de la littérature où le rapport  $D/D_m$  est exprimé en fonction du nombre de Péclet.

Le premier régime de dispersion (**I**) correspond à des vitesses d'écoulement faibles ou nulles : la diffusion moléculaire est dominante et  $D \approx \tau D_m$ . Pour le régime **II**,  $0.5 \lesssim Pe \lesssim 8$ , la diffusion



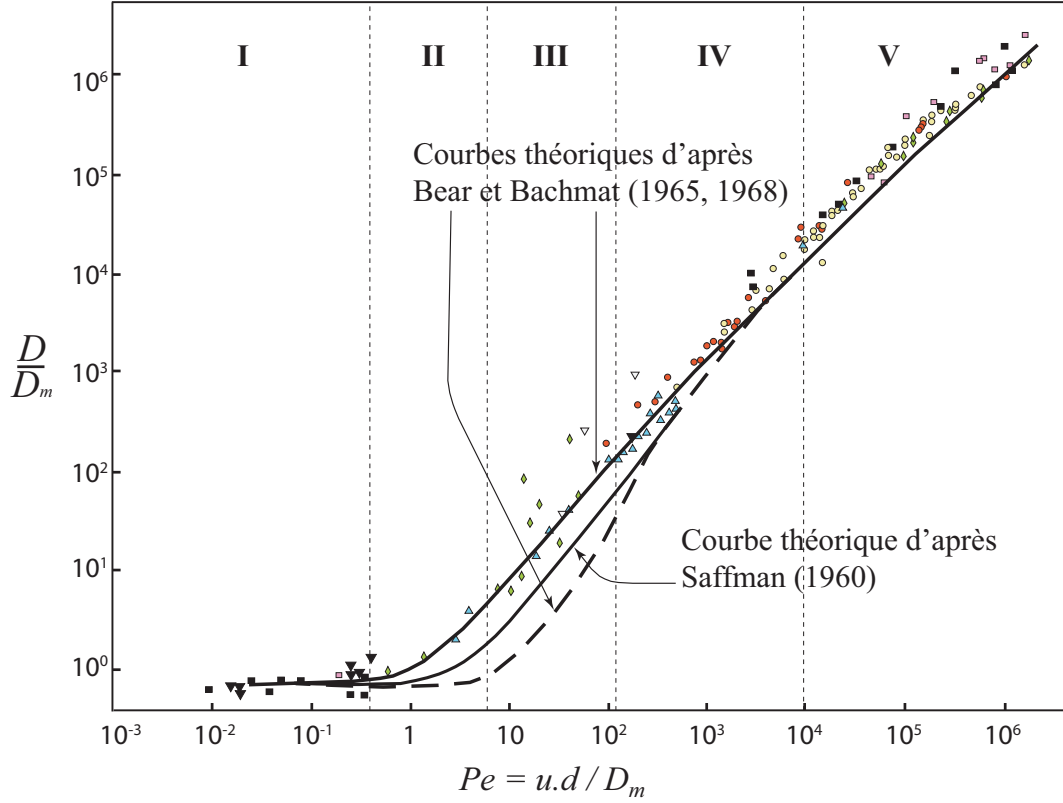


FIGURE I.10 – Régimes de dispersion illustrés à partir de la synthèse de courbes théoriques et de résultats expérimentaux de la littérature (d’après Bear, 1972).

moléculaire ( $\tau D_m$ ) et la dispersion géométrique ( $\alpha u$ ) coexistent. Le poids de la dispersion géométrique devient dominant par rapport à la diffusion ( $8 \lesssim Pe \lesssim 100$ ) sur les régimes **III** et **IV** : la dispersion est purement géométrique et  $D/D_m \propto Pe$ . Le régime **V** est considéré pour les vitesses d’écoulements turbulents où la loi de Darcy n’est plus applicable. Au cours de travaux plus récent, Bijeljic et al (2004) ont estimé le coefficient de dispersion longitudinale  $D/D_m$  sur la même gamme de nombres de Péclet (Fig.I.10) dont l’ajustement est exprimé par :

$$\frac{D}{D_m} = \frac{1}{F\varepsilon} + \alpha Pe + \beta Pe^\delta + \gamma Pe^2 \quad (\text{I.55})$$

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  sont des facteurs d’ajustement qui varient suivant la perméabilité  $k^*$ . Leurs résultats montrent un ajustement plus proche de la courbe de Bachmat (1968), où les premiers effets de la convection se font ressentir sur la dispersion totale à partir de  $Pe = 0,1$ . Jusqu’à  $Pe = 10$ , l’importance de la dispersion géométrique prend plus de poids sur le mélange pour devenir dominante sur la diffusion moléculaire pour  $10 < Pe < 400$  (Bijeljic et al, 2004). Toutes nos expérimentations sont menées sur une gamme du nombre de Péclet compris entre 7 et 100 (Tab.III.1 et III.2). Ainsi, pour les expériences présentant les  $Pe$  les plus faibles l’impact de la diffusion moléculaire n’est

pas négligeable tandis que pour les valeurs plus élevées, la dispersion est dominée par  $\alpha \cdot u$ , soit essentiellement par la vitesse moyenne dans les pores imposée par la pompe.

A l'échelle du volume poreux, le régime de dispersion influence l'épaisseur du front de dispersion du soluté  $\omega = \sqrt{2Dt}$ . La figure I.11 donne un aperçu des variations relatives de la concentration pour une injection continue en traceur selon la direction  $z$  pour deux expériences menées dans les mêmes conditions mais pour des vitesses d'écoulement différentes.

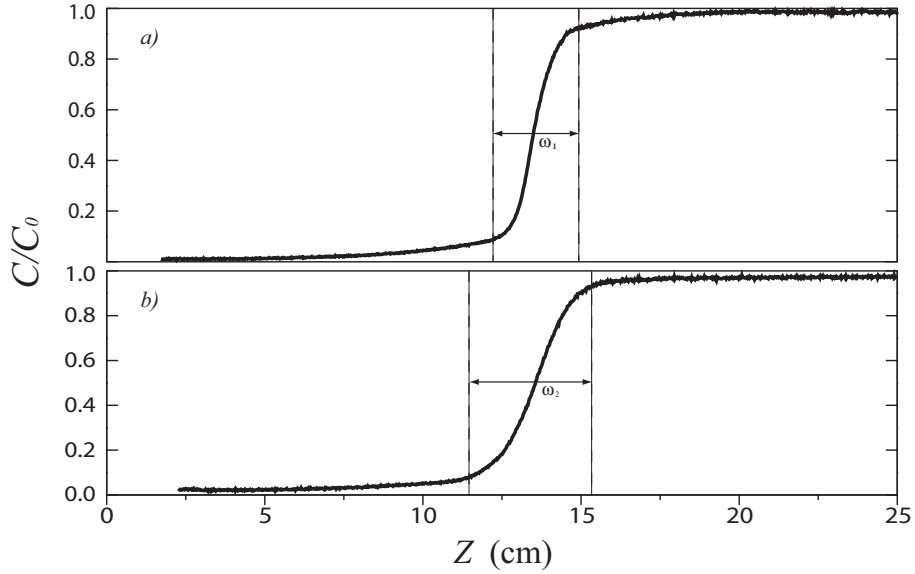


FIGURE I.11 – *Caractérisation du front de dispersion  $\omega$  pour  $Pe = 18$  en a) et  $Pe = 56$  en b).*

En se reportant à la figure I.10, ces deux expériences se situent dans la zone de transition où les effets de la convection deviennent dominant sur la diffusion. Bien que leurs nombres de Péclet respectifs soient très proches, la figure I.11.b présente une zone mélange  $\omega_2$  relativement plus large traduisant un étalement plus important du traceur.

Dans notre situation expérimentale, la matrice poreuse est formée par un empilement de billes de verre dont la distribution de taille limite la formation d'un réseau régulier qui favoriserait la chenalisation des écoulements et réduirait les fluctuations de vitesse (Charette et al, 2007).

Le terme source  $r$  (Eq.I.50) représente un taux de production ou de perte de soluté au sein du volume poreux considéré. Il traduit un ensemble de processus élémentaires microscopiques liés à la décroissance radioactive et aux réactions biogéochimiques de base en milieu naturel représentés par les phénomènes de précipitation/dissolution, l'hydrolyse, la complexation, les réactions acido-basiques et d'oxydo-réduction. Ces réactions tendent à complexifier la dynamique des espèces dissoutes, entraînant des changements de l'organisation du système poral et la production de particules chargées, dont l'influence sur les mesures va dépendre de la conductivité

des solutés.

### I.4.3 Effet du facteur $r$ : cas des réactions linéaires instantanées

Au cours du transport, la propagation du soluté peut être limitée si l'espèce dissoute est adsorbée sur la surface des particules ou piégée, dans des pores en cul de sac, ou encore des zones de plus faible perméabilité. Dans la mesure où le poids de ces conditions n'est pas négligeable devant la convection et la dispersion totale, la dynamique des traceurs s'exprime selon deux composantes :

$$\varepsilon \frac{\partial C_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{n} = r \quad (\text{I.56})$$

$$(1 - \varepsilon) \frac{\partial C_i}{\partial t} = -r \quad (\text{I.57})$$

L'équation I.56 décrit l'évolution de la concentration  $C_m$  dans la phase dite mobile, se déplaçant avec le fluide, tandis que l'équation I.57 exprime la concentration  $C_i$  piégée dans la phase immobile.  $\varepsilon$  est la porosité cinématique représentant le volume des vides dans laquelle circule la phase mobile du traceur et le taux de production  $r$  traduit l'échange entre les deux phases dont l'interaction peut s'exprimer sous une forme globale paramétrique  $C_i = f(C_m)$ .

Pour un empilement de billes de verre de distribution de taille uniforme, l'interaction entre les deux phases peut être décrite par une interaction linéaire instantanée où le piégeage de l'espèce dissoute est relativement faible et sa libération relativement rapide (Bijeljic et al, 2010). Dans ce cas l'équilibre entre les deux phases est atteint avec une cinétique beaucoup plus rapide que les temps caractéristiques de convection et de dispersion. Les phases mobiles et immobiles sont alors reliées proportionnellement par une constante d'échange  $E$  tel que  $C_i = E.C_m$ . Sous cette condition l'équation I.57 donne :

$$r = -(1 - \varepsilon) \frac{\partial C_i}{\partial t} = -E(1 - \varepsilon) \frac{\partial C_m}{\partial t} \quad (\text{I.58})$$

soit en remplaçant  $r$  dans l'équation I.56 :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{n} + \varepsilon \frac{\partial C_m}{\partial t} + E(1 - \varepsilon) \frac{\partial C_m}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.59})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{n} + [E(1 - \varepsilon) + \varepsilon] \frac{\partial C_m}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.60})$$

en notant  $R_f = 1 + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}E$  cette équation devient :

$$\varepsilon R_f \frac{\partial C_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{I.61})$$

$$\varepsilon \frac{\partial C_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{n}^* = 0 \quad (\text{I.62})$$

avec  $\vec{n}^* = \vec{n}/R_f$

On retrouve ainsi l'équation I.56, à ceci près que le flux est maintenant réduit du facteur  $R_f$ . Pour ce type d'interactions particulières, l'équation différentielle exprimant la quantité de soluté est similaire à la situation où le milieu est homogène sans phase immobile. Cette dernière joue un rôle tampon qui se traduit au final, par une vitesse interstitielle apparente  $u/R_f$  plus faible que la vitesse  $u$  du solvant. Le flux dispersif est lui aussi réduit par ce facteur retard  $R_f$  et son coefficient de dispersion total vaut  $D/R_f$ . Pour ce cas particulier la dispersivité  $\alpha = D/u$  ne varie pas avec l'effet retard, cet effet sera donc utilisé pour séparer les effets de l'interaction solide/soluté de la dispersion hydrodynamique.

Il est nécessaire de préciser que les concentrations que nous estimons expérimentalement à partir des mesures électriques et des mesures vidéo seraient dans ce cas la somme des deux contributions  $C = C_m + C_i$ , soit d'après la loi d'interaction entre les deux phases  $C = (1 + E)C_m$ . A un facteur de proportionnalité près,  $C$  se comporte comme  $C_m$ , ainsi l'hypothèse que nous faisons revient à supposer que les ions dans la phase immobile ont le même comportement électrique que ceux de la phase mobile, ceci restant discutable.

Ce modèle (Eq.I.62), dont l'interaction linéaire instantanée entre les deux phases est décrite par le facteur retard  $R_f$ , est un cas particulier simple qui s'adapte aux conditions expérimentales de cette étude. D'autres types de modèles sont généralement utilisés lorsque les échanges entre les zones mobiles et immobiles sont plus complexes. Coats et Smith (1964) proposent par exemple un modèle pour les milieux hétérogènes à double perméabilité pour caractériser les régimes de transport des espèces dissoutes, où coexistent une matrice à faible perméabilité au contact d'une porosité de fracture très perméable. Certaines études récentes proposent également des modèles de transport non-Fickien applicables aux milieux très hétérogènes et fracturés où les variations spatiales de vitesses sont importantes (Berkowitz et al, 2005 ; Berkowitz et Sher, 2009).

#### I.4.4 Solutions analytiques de l'équation de convection-dispersion

Par souci de simplification, les expérimentations sont restreintes dans un premier temps à des traceurs non-réactifs où  $r$  est nul et les conditions d'écoulement des expériences sont limitées à des vitesses  $u = U/\phi$  constantes selon l'axe vertical  $z$ . En supposant que la concentration varie seulement dans cette direction sous l'effet du retard  $R_f$ , l'équation de conservation de la masse devient :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\vec{u}}{R_f} \cdot \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{D}{R_f} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (\text{I.63})$$

L'expression et l'interprétation des concentrations sont normalisées et systématiquement rapportées entre 0 et 1, ainsi pour chaque valeur de concentration  $C$  :

$$c = \frac{C - C_0}{C_1 - C_0} \quad (\text{I.64})$$

$c$  est la concentration normalisée où  $C_0$  est la concentration en espèce dissoute à  $t = 0$  et  $C_1$  est la concentration maximale mesurée pour  $0 < t < \infty$ .

L'équation différentielle (Eq.I.63) admet donc des solutions analytiques simples pour des conditions d'injection constantes où le panache est alimenté en continu à l'arrière du front de dispersion :

$$c(z, t) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{z - (u/R_f)t}{\sqrt{4(D/R_f)t}} \right) \right] \quad (\text{I.65})$$

Si l'injection est un pulse instantané (en  $z = 0$ ) vis à vis de la durée totale de l'expérience considérée, la concentration relative en espèce dissoute se formalise à partir de l'équation d'une gaussienne :

$$c(z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi(D/R_f)t}} \cdot \exp \left( -\frac{(z - (u/R_f)t)^2}{4(D/R_f)t} \right) \quad (\text{I.66})$$

En revanche si l'injection du pulse n'est pas instantanée et dure un temps  $t_p$  non négligeable au regard de la durée de l'expérience, la solution est obtenue en sommant les solutions élémentaires de l'équation I.66 entre  $t' = 0$  et  $t_p$  :

$$c(z, t) = \int_0^{t_p} \frac{1}{2\sqrt{\pi(D/R_f).(t-t')}} \cdot \exp \left( -\frac{(z - (u/R_f).(t-t'))^2}{4(D/R_f).(t-t')} \right) dt' \quad (\text{I.67})$$

La position moyenne  $\bar{z}$  du centre de masse du panache peut quant à elle être facilement déterminée à partir du premier moment (Detwiler et Rajaram, 2000) :

$$\bar{z} = \int_{-\infty}^{+\infty} z \cdot c(z, t) dz \quad (\text{I.68})$$

La solution I.67 peut être appliquée en 2D pour une injection ponctuelle prolongée, auquel cas le panache se propage également dans la direction transversale à la direction principale de l'écoulement  $z$ . L'équation doit alors être modifiée en ajoutant un terme supplémentaire à l'intérieur de l'exponentielle caractérisant la dispersion et la vitesse d'étalement transversale du soluté.

Dans le cas d'injections fortement prolongées les variations verticales des concentrations ne suivent plus une loi gaussienne du type de l'équation I.67 mais tendent à être plus proche d'une fonction créneau. Dans ces conditions l'ajustement peut être décrit par la somme de deux fonctions erf décrivant chacune les deux fronts de dispersion :

$$c(z, t) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{z - \bar{z}_1}{\sqrt{4(D_z/R_f)t}} \right) \right] - \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{z - \bar{z}_2}{\sqrt{4(D_z/R_f)(t - t_0)}} \right) \right] \quad (\text{I.69})$$

avec  $\bar{z}_1$  et  $\bar{z}_2$  les positions moyennes des deux fronts de dispersion tel que  $z_p = \bar{z}_1 + ((\bar{z}_2 - \bar{z}_1)/2)$  est la position du centre de masse du panache selon l'axe  $z$ .

#### I.4.5 Effets gravitaires et visqueux sur les écoulements de fluides miscibles

Des résultats expérimentaux (Liu et Dane, 1996) montrent que les panaches de contaminants ou de traceurs salés denses miscibles peuvent être stables ou instables. Un panache stable est caractérisé par une interface lisse, entre le traceur et l'eau saturant le milieu, qui reste horizontale et s'épaissit tant qu'il y a un écoulement vertical (Menand et Woods, 2005). Dans le cas contraire l'interface est instable et des instabilités gravitationnelles se forment à l'interface. Les conditions de stabilité du mélange entre deux phases fluides miscibles dépendent de leur rapport de viscosité et de leur différence de densités. Le rapport de mobilité  $M$  est le rapport de viscosité du fluide résident  $\mu_R$  et du fluide déplaçant  $\mu_D$  [Pa.s] :

$$M = \frac{\mu_R}{\mu_D} \quad (\text{I.70})$$

Quand  $M < 1$ , le fluide déplaçant (polluant) en mouvement est plus visqueux que le fluide interstitiel résidant, l'interface de mélange reste alors stable. Dans le cas contraire ( $M > 1$ ) il y a développement d'instabilités au contact des deux fluides (Flowers et Hunt, 2007).

Menand et Woods (2005) confirment qu'un système où un fluide lourd repose sur un fluide léger est toujours potentiellement instable, et plus la longueur d'onde de la perturbation est grande, plus le taux d'instabilités pouvant potentiellement se développer est grand. De plus le taux d'instabilités augmente avec la différence de densité entre l'eau interstitielle et le traceur. Les effets de cette différence de densité sont exprimés en fonction du nombre de gravité  $N_g$  (Eq.I.47). Si  $N_g < 0$ , le système est gravitairement instable. A l'inverse quand  $N_g > 0$ , l'interface reste stable et le mélange dépend essentiellement des mouvements convectifs et dispersifs. Des études numériques de prédiction des instabilités verticales en 3D (Beinhorn, 2005 ; Johannsen, 2006) ont démontré que la formation d'instabilités dépend des hétérogénéités du milieu et que plus la perméabilité est élevée plus l'amplitude des instabilités locales est importante. La figure I.12 reprise d'après l'étude de Flowers et Hunt (2007) récapitule les différences de stabilités à l'interface entre deux fluides miscibles en fonction de  $M$  et  $N_g$ .

La région II ( $N_g > 0, M < 1$ ) et la région IV ( $N_g < 0, M > 1$ ) sont intrinsèquement stable et instable. Dans le premier cas les déplacements sont stabilisés par gravité et par viscosité, tandis que pour le second les déplacements sont déstabilisés par gravité et viscosité. En revanche, pour la région I ( $N_g > 0, M > 1$ ) et la région III ( $N_g < 0, M < 1$ ), les conditions de stabilité à l'interface vont dépendre de la valeur de  $N_g$  par rapport à la valeur critique  $N_{g,c} = M - 1$ .

Le rapport de mobilité  $M$  et le nombre de gravité  $N_g$  donnent les conditions de stabilité à l'interface du panache de soluté. Ces paramètres peuvent contraindre plus ou moins le coefficient de dispersion  $D$ . En effet, dans les cas extrêmes, par exemple  $M \ll 1$  et/ou  $N_g \gg 0$ , le développement du front de dispersion du panache est très limité ce qui rend l'estimation de  $D$  difficile avec des valeurs très faibles par rapport aux courbes théoriques (Fig. I.10).

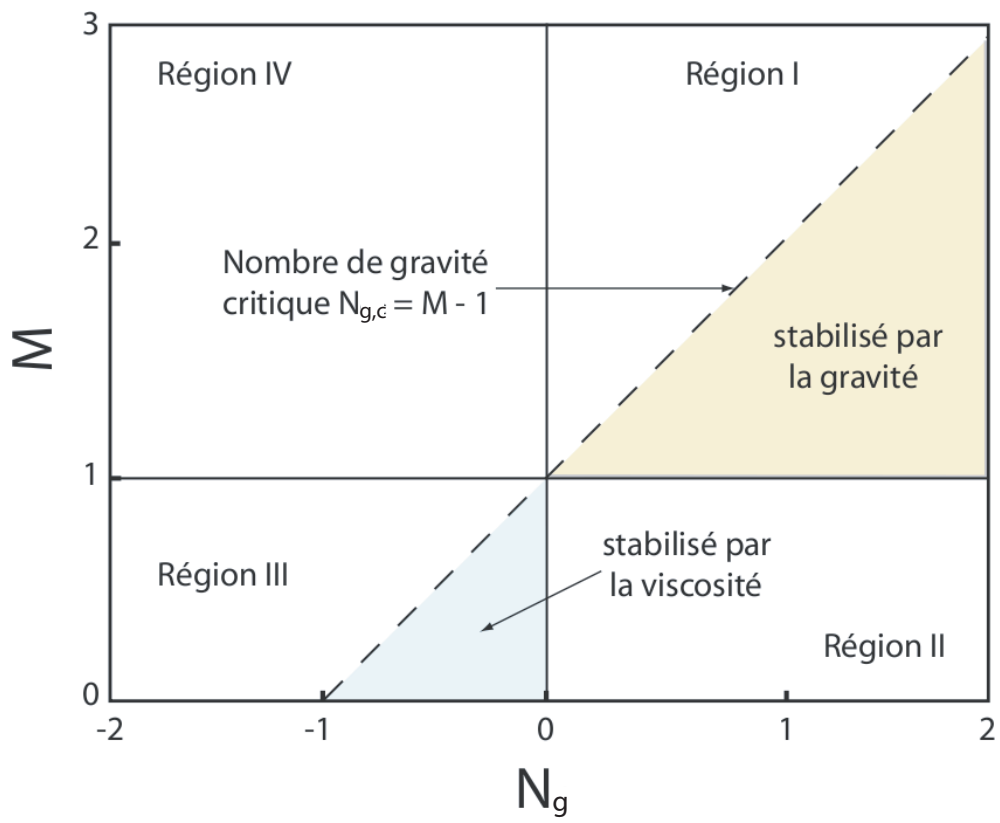


FIGURE I.12 – *Diagramme de stabilité à l'interface entre deux fluides miscibles en mouvement.*  
(Flowers et Hunt, 2007)



## Chapitre II

# Protocole expérimental : procédure d'acquisition et de traitement des données

### II.1 Dispositif expérimental

#### II.1.1 Description du montage

Les expériences de laboratoire sont menées à l'intérieur d'une cellule transparente en plexiglas de volume  $V = H \times L \times E = 233.75 \text{ cm}^3$ , remplie de billes de verre non consolidées et sphériques afin de limiter tout effet d'anisotropie électrique (Fig.II.1). Le remplissage est réalisé progressivement par successions de phases de saupoudrage et de tassage du bas vers le haut de la cellule. L'effet du tassage renvoie à des valeurs de porosité estimée à  $\phi = 0.36 \pm 0.01$  sur deux types d'échantillons dont la distribution de taille variant de 125 à 166  $\mu\text{m}$  et de 400 à 500  $\mu\text{m}$  limite les effets de chenalisation (Charette et al, 2007). Cette valeur de  $\phi$  est théoriquement attendu pour une distribution mono-disperse de particules sphériques (Gondret, 1994) et est cohérente avec les estimations fournies par la littérature (Tab.I.1). L'effet des bords sur la porosité est supposé négligeable puisque le diamètre moyen des pores est très faible devant la dimension des parois (Gondret, 1994). La perméabilité est calculée à partir de la loi de Kozeny-Carman et vaut respectivement de  $1.4 \times 10^{-11}$  et  $1.3 \times 10^{-10} \text{ m}^2$  correspondant à des gammes de perméabilités de grès et sables fins. Le système peut ainsi être considéré comme un milieu poreux homogène et isotrope où les paramètres hydrodynamiques sont supposés constants dans toute la cellule.

L'ouverture de la cellule située en partie basse est fermée par un tissu en nylon perméable à mailles de 100  $\mu\text{m}$ . Cette extrémité est plongée dans un bac contenant le traceur, alors que 3

injecteurs directement reliés à une pompe sont connectés à la partie supérieure (Fig.II.1).

Deux réseaux de 21 électrodes en laiton de 2 mm de diamètre et espacées de 1 cm, sont disposés verticalement sur les bords d'épaisseur  $E$ . Elles traversent le plexiglas et pénètrent de 2 mm dans le milieu poreux; la première et la dernière électrode se trouvent respectivement à environ 3.75 cm des bords supérieurs et inférieurs. La configuration des deux lignes d'électrodes reproduit des conditions que l'on retrouve couramment à grande échelle sur les mesures de puits.

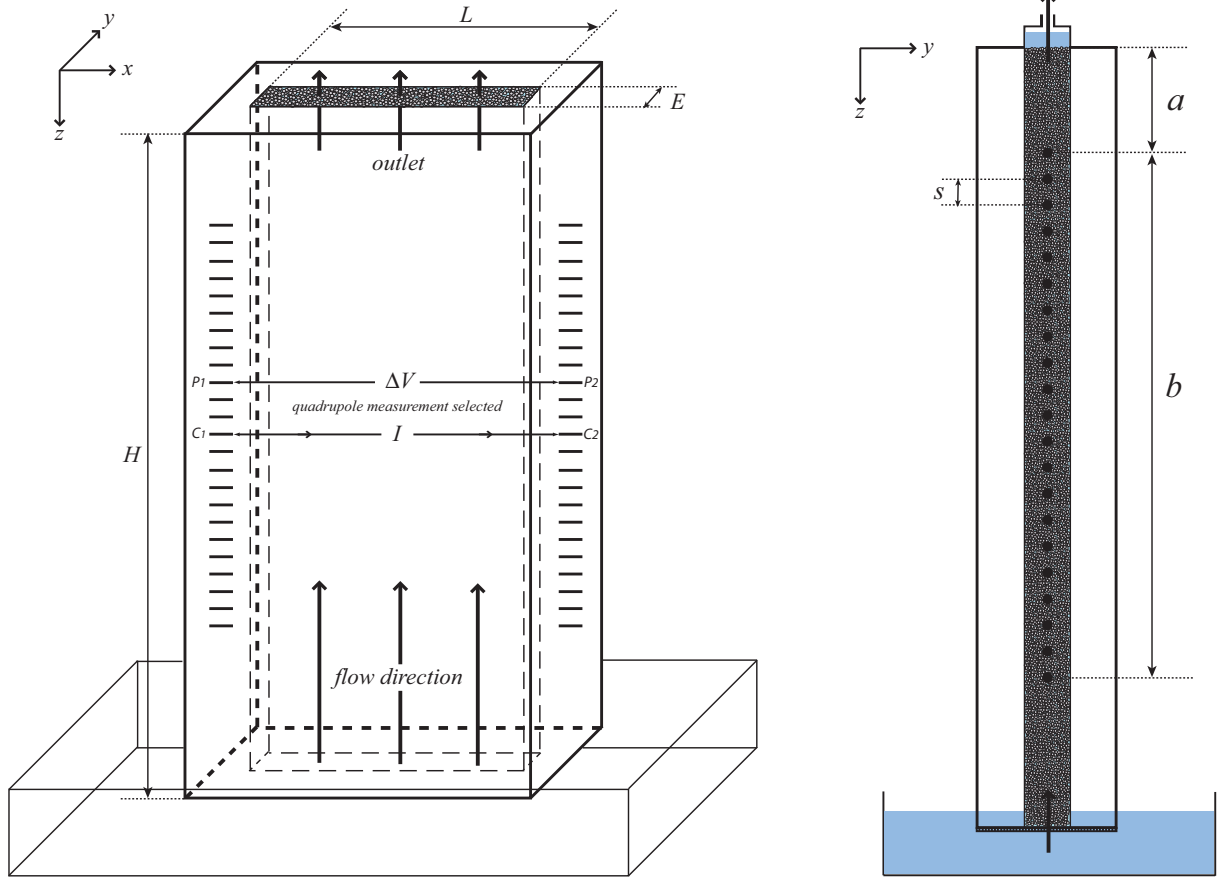


FIGURE II.1 – Représentation schématique du dispositif expérimental.  $H = 27.5$  cm,  $L = 8.5$  cm,  $E = 1$  cm. Profil de la cellule en plexiglas remplie de billes de verre (à droite).  $s = 1$  cm,  $a = 3.75$  cm,  $b = 20$  cm.

### II.1.2 Procédure d'injection du traceur

Avant chaque expérimentation, la porosité est saturée en  $\text{CO}_2$  par les injecteurs situés en surface tandis que l'ouverture se trouvant à la base est plongée dans un réservoir d'eau. L'injection dure environ 1 heure au terme de laquelle on considère que le  $\text{CO}_2$  est le seul gaz présent dans le volume poreux. La cuve située sous la cellule est ensuite remplie par un fluide pompé vers le haut par les injecteurs reliés à la pompe. Ce fluide est formé à partir d'eau déminéralisée puis dégazée

sous cloche pendant 30 minutes et dans laquelle est dissoute une concentration connue en NaCl. Le débit de remplissage, de l'ordre de  $0.5 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$ , est suffisamment lent pour que le système ait le temps de se saturer totalement. La présence de  $\text{CO}_2$  dans la phase gazeuse au contact de la phase fluide favorise la dissolution des bulles d'air pouvant être piégées. Le pompage est stoppé lorsque la porosité est totalement saturée par le fluide. La base de la cellule est ensuite immergée dans la cuve rempli par un traceur coloré qui est pompé verticalement à vitesse constante sur toute la largeur du milieu poreux (Fig.II.2).

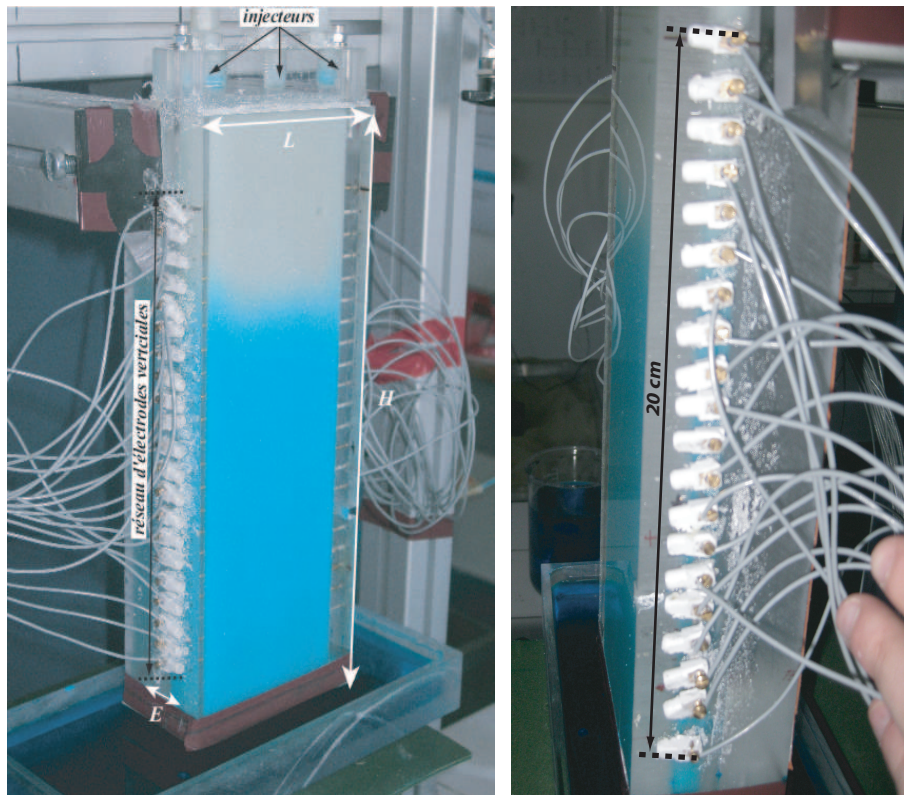


FIGURE II.2 – *Dispositif expérimental pendant le pompage vertical d'un traceur coloré.  $H = 27.5 \text{ cm}$ ,  $L = 8.5 \text{ cm}$ ,  $E = 1 \text{ cm}$ .*

Le traceur est formé par la dissolution d'une faible concentration en colorant variant de 0,05 à  $0,1 \text{ g} \cdot \text{L}^{-1}$  d'une quantité de NaCl plus importante ou plus faible que le fluide interstitiel dans une eau préalablement déminéralisée et dégazée. Le colorant est une molécule dérivée du bleu de méthyle de formule  $\text{C}_{32}\text{H}_{25}\text{N}_3\text{O}_9\text{S}_3\text{Na}_2$  dont le coefficient de diffusion moléculaire dans l'eau vaut  $D_m = 0,65 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (D'angelo et al, 2008). La figure II.3 présente l'évolution des coefficients de diffusion moléculaire de  $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$  en fonction de la quantité de NaCl dissout. Ces résultats montrent que  $D_m$  diminue pour les deux ions lorsque la solution électrolytique s'approche de la saturation vis-à-vis du NaCl. Sur l'ensemble des expérimentations réalisées ici, la concentration

molaire maximale des deux espèces est de  $0,026 \text{ mol.L}^{-1}$  (expérience 1 Tab.III.1) pour laquelle Uchida et Matsuoka (2004) estiment des valeurs de  $D_m = 1,1.10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  et  $D_m = 1,56.10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  respectivement pour  $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$ .

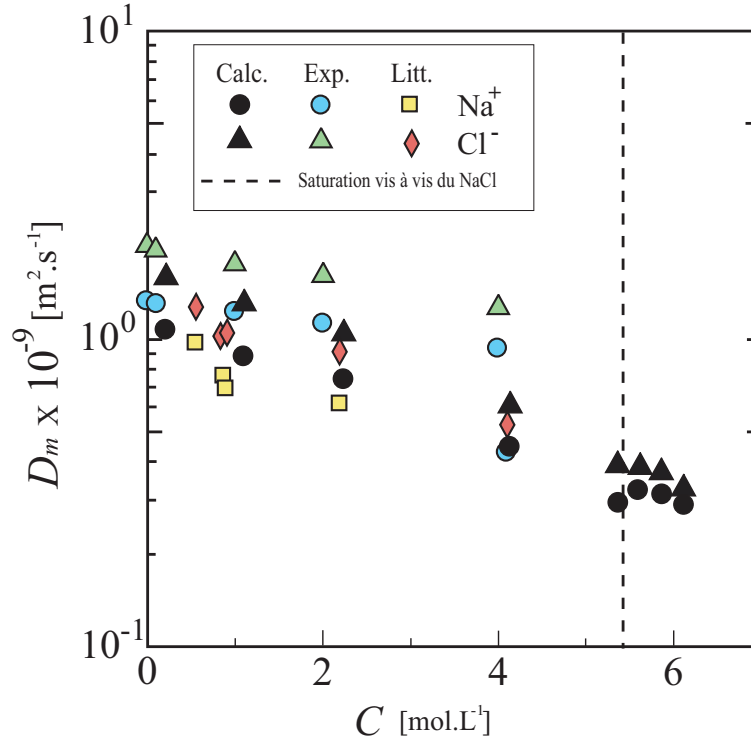


FIGURE II.3 – Coefficients de diffusion moléculaire  $D_m$  pour  $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$  en fonction de la concentration en  $\text{NaCl}$  dissout, d'après Uchida et Matsuoka (2004).

Le développement de l'interface entre les deux fluides miscibles est fonction du rapport de mobilité  $M$  et du nombre de gravité  $N_g$  (§ I.4.5). Cependant au cours de nos expérimentations les deux fluides sont de même viscosité fixant le rapport de mobilité  $M = 1$ . Ainsi les conditions de stabilité et l'épaisseur du front de dispersion ne dépendront que de  $N_g$  (Fig.I.12), soit implicitement de la différence de densité entre les fluides  $\Delta\rho = (\rho_w - \rho_s)$ , la perméabilité du milieu  $k^*$  et la vitesse moyenne verticale de l'écoulement dans les pores  $u$  imposée par la pompe (Eq.I.47). De plus, sur certaines expérimentations menées dans des conditions à faibles nombres de Péclet,  $Pe < 10$  voire légèrement supérieures (Tab.III.1) (Bijeljic et al, 2004), l'effet de la diffusion moléculaire  $\tau.D_m$  sur la dispersion totale n'est pas négligeable. Dans ces conditions, il est nécessaire de considérer l'influence respective des valeurs de  $D_m$  pour chaque espèce dissoute dans le traceur.

### II.1.3 Suivi vidéo et traitement d'images

La cellule expérimentale est placée entre un panneau lumineux et une caméra vidéo haute résolution dont chaque pixel couvre une surface de  $200 \times 200 \mu m^2$ . Deux images de références sont acquises respectivement à  $t_0$  avant le début de l'injection et à  $t_f$  lorsque le milieu est totalement saturé par le traceur. Pendant la durée de chaque expérience une prise de vue est acquise toutes les 30 secondes. Les images sont ensuite traitées afin d'en extraire la concentration en colorant. La méthode est basée sur l'application de la loi de Beer-Lambert qui relie l'intensité lumineuse passant travers la cellule à la quantité de traceur en solution. En supposant une absorption indépendante de la longueur d'onde de la lumière, la concentration en traceur est donnée par :

$$C_t(x, z) = -\frac{1}{a.l} \times \log \left[ \frac{I_t(x, z)}{I_0(x, z)} \right] \quad (\text{II.1})$$

$$(\text{II.2})$$

avec l'absorbance  $A$  défini comme :

$$A_t(x, z) = -\log \left[ \frac{I_t(x, z)}{I_0(x, z)} \right] \quad (\text{II.3})$$

$C_t(x, z)$  [ $mol.L^{-1}$ ] est la concentration en colorant sur le pixel de coordonnées  $(x, z)$  sur la prise de vue effectuée à l'instant  $t$  [ $s$ ],  $I_0$  [ $cd$ ] est l'intensité lumineuse transmise à travers le volume poreux localement saturé par une solution transparente,  $I_t$  [ $cd$ ] est l'intensité lumineuse transmise à l'instant  $t$ ,  $l$  [ $cm$ ] est le chemin optique (Fig.II.1) et  $a$  [ $L.mol.cm^{-1}$ ] est le coefficient d'absorbance molaire de la solution.

En supposant que les chemins optiques ne changent pas lors du passage du colorant, la concentration normalisée en traceur s'exprime par :

$$c(x, z) = \frac{C_t(x, z)}{C_1(x, z)} = \frac{\log \left[ \frac{I_t(x, z)}{I_0(x, z)} \right]}{\log \left[ \frac{I_1(x, z)}{I_0(x, z)} \right]} \quad (\text{II.4})$$

$I_1$  est l'intensité lumineuse transmise pour le pixel de coordonnées  $(x, z)$  à l'état final et  $C_1$  [ $mol.L^{-1}$ ] est la concentration initiale en colorant dans le fluide injecté.

Cette relation n'est valable que pour les concentrations en colorant inférieures à  $0.1 \text{ g.L}^{-1}$  car au-delà la relation entre la concentration et l'absorbance n'est plus linéaire. Dans ce cas, il est nécessaire d'établir une calibration expérimentale de l'absorbance à partir de différentes

concentrations en colorant par une relation polynomiale :

$$c(x, z) = \frac{C_t(x, z)}{C_0(x, z)} = \frac{b_1 A(x, z) + b_2 A^2(x, z) + b_3 A^3(x, z)}{b_1 A_0(x, z) + b_2 A_0^2(x, z) + b_3 A_0^3(x, z)} \quad (\text{II.5})$$

où  $b_1$ ,  $b_2$  et  $b_3$  sont des paramètres d'ajustement des données de calibration, respectivement évalués à  $b_1 = 0.186$ ,  $b_2 = 0.0087$  et  $b_3 = 0.108$ .

La figure II.4 présente un exemple de distribution 2D de la concentration relative en colorant  $c = C_t/C_0$  déterminée à partir de l'équation II.5 pour une prise de vue acquise au cours de la montée du traceur.

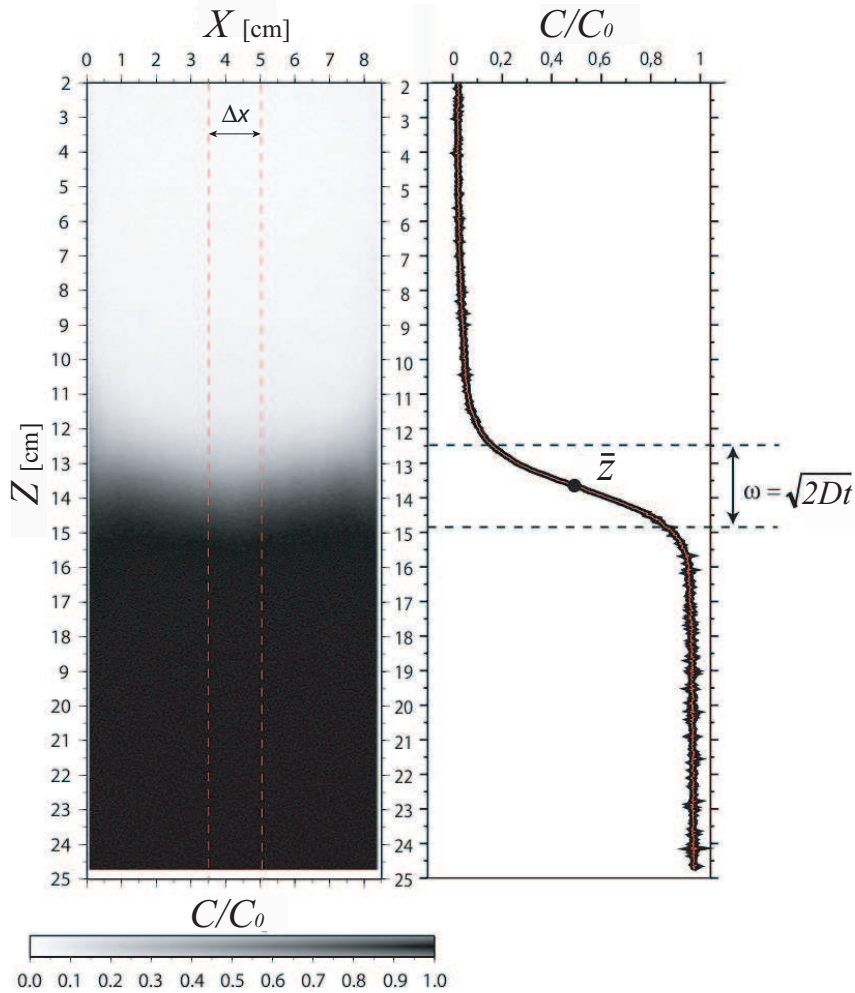


FIGURE II.4 – Images 2D en niveau de gris de la concentration relative en colorant  $C/C_0$  estimée à partir de l'équation II.5 appliquée au pas de temps  $t$  (à gauche). Variations verticales de la concentration  $c = C/C_0$  moyennée horizontalement sur une bande centrale  $\Delta X$  correspondant à  $3,5 \text{ cm} < x < 5 \text{ cm}$  (courbe noire) et ajustée par l'équation I.65 (courbe rouge).

L'ajustement des variations verticales de la concentration est réalisé à partir des concentrations moyennées sur une bande horizontale  $\Delta x = 2,5$  cm de large, centrée sur l'axe vertical passant au centre de la cellule à partir de l'équation I.63. Cette ajustement permet de caractériser l'état de dispersion du front de mélange à chaque instant par sa position moyenne  $\bar{z} = u.t$  [cm], son épaisseur  $\omega$  [cm] et son coefficient de dispersion total  $D$ . Le front de dispersion présente une courbure inhérente à la progression plus rapide du traceur coloré sur les parois latérales. Afin d'évaluer l'influence de cette courbure sur le coefficient de dispersion  $D$ , l'ajustement vertical est répété pour différentes largeurs  $\Delta X_x$  (Fig.II.5).

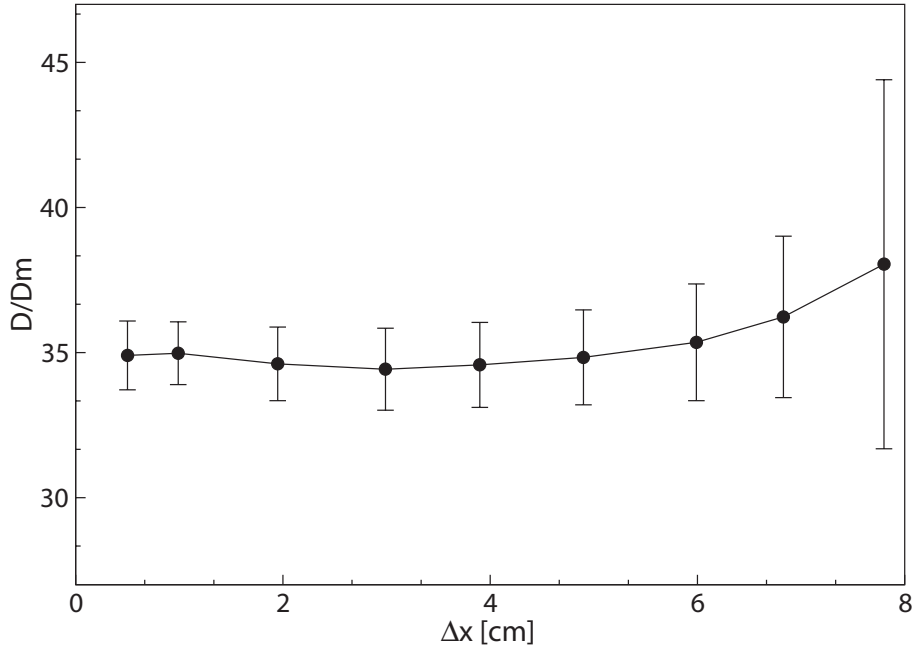


FIGURE II.5 – Influence des effets de bords sur l'estimation du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$ .  $\Delta X$  est centré sur  $x = 4,25$  cm.

Cette figure montre que ces effets de bords restent négligeables, puisque  $(D/R_f)/D_m$  varie de 35 à 38 lorsque  $\Delta x$  passe de 0,5 à 8 cm (soit la quasi-totalité de la section horizontale). Ainsi les résultats des analyses vidéo présentant des variations de  $(D/R_f)/D_m$  inférieures à 7% sur la même expérimentation n'auront pas de valeurs significatives. En terme de vitesse interstitielle,  $u$  augmente linéairement avec la largeur de  $\Delta x$  (Fig.II.6). En effet, à mesure que  $\Delta x$  augmente les effets de remontée du traceur sur les bords ont plus de poids contribuant à surestimer les valeurs de  $u$ . Ces variations sont également négligeables puisque  $u$  varie de  $5,44 \cdot 10^{-3}$  à  $5,58 \cdot 10^{-3}$  cm.s<sup>-1</sup> soit une différence de 0,14 cm.s<sup>-1</sup>.

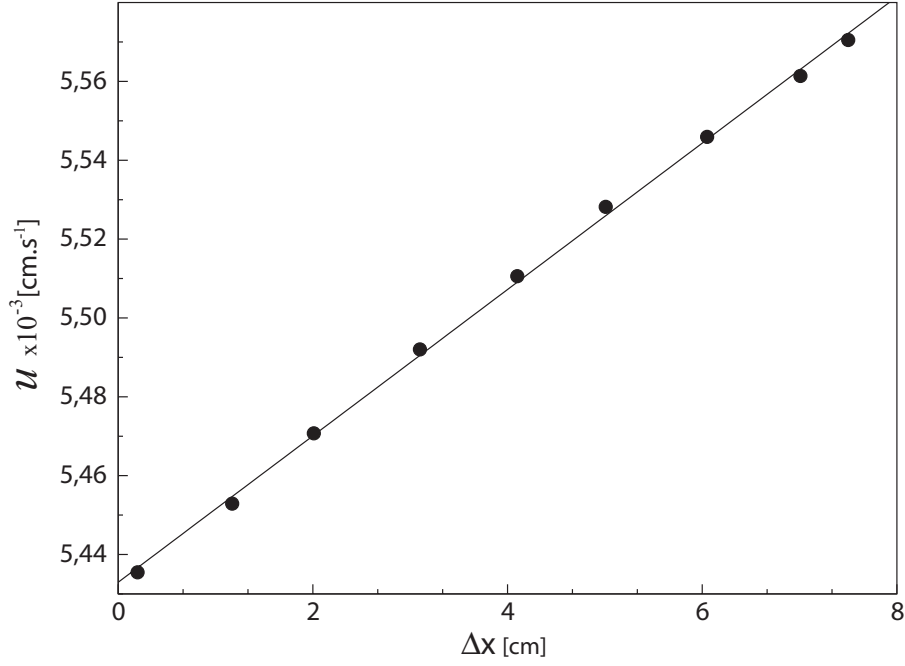


FIGURE II.6 – Influence des effets de bords sur l’estimation de la vitesse moyenne dans les pores  $u$ , avec  $u/\Delta X = 5,558.10^{-3}$

## II.2 Mesures électriques

### II.2.1 Sélection de la série de mesures ERT

Les dimensions du montage expérimental ont été déterminés de sorte que les mesures ERT puissent couvrir l’ensemble du milieu poreux par l’intermédiaire des deux réseaux verticaux comptant au total 42 électrodes permettant d’effectuer 4900 permutations. Notons que les mesures sont acquises par deux types de centrales d’acquisition, le Syscal R1+ et le Syscal Pro en fixant un temps et une tension d’injection du courant respectifs de  $\tau = 250$  ms et  $V_{ab} = 12$  V, pour 2 stacks par mesure.

Notre objectif est d’optimiser le suivi temporel sur la dispersion 2D des traceurs injectés. Un maximum de pas de temps ERT doivent pouvoir être acquis, tout en conservant un maximum de sensibilité des mesures de résistivité apparente. L’analyse de sensibilité globale (§.I.1.3) présente l’avantage d’écarter dans un premier temps les quadripôles inutiles, pour lesquels les mesures sont essentiellement influencées par le bruit pour cause de valeurs de sensibilités relatives extrêmement faibles. La série de quadripôles finalement sélectionnée suffirait à optimiser la fiabilité des mesures de résistivité apparente en tout point du domaine. De plus, l’approche locale couplée à un algorithme d’inversion multi-grille (ou inversion par méthodes adaptatives du maillage) pourrait fournir une meilleure description du front de dispersion. Cependant cette méthode est plus lourde puisqu’il s’agit d’adapter le maillage et de recalculer une nouvelle série de quadripôle sur



chaque pas de temps. Les deux approches de l'analyse de sensibilité discutées dans la partie §.I.1.3 ont été réalisées, or par manque de temps, nous ne sommes pas encore en mesure de fournir des estimations fiables sur les séries de quadripôles les mieux adaptées au suivi des traceurs.

La figure II.7 présente la distribution de la sensibilité cumulée évaluée pour 5 protocoles de mesures standard réalisés pour une position fixe du front de dispersion, estimée d'après l'analyse vidéo à environ  $\bar{z} = 11,5$  cm. L'estimation par la loi de Archie donne une valeur théorique de  $18 \Omega.m$  au dessus du front saturé par le fluide interstitiel initial, tandis que la partie inférieure saturée par le traceur est à  $44 \Omega.m$ .

Les séries en gradient, Wenner *alpha* et dipôle-dipôle en ligne sont acquises réciproquement de chaque côté. Elles ont toutes les trois des distributions similaires où la sensibilité relative est élevée à proximité des bords verticaux et diminue progressivement en allant vers le centre où les valeurs sont inférieures à 0,3. Sur les bords supérieurs et inférieurs, les valeurs sont très faibles, spécialement dans la partie basse où la sensibilité cumulée relative est inférieure à 0,1. Suite à certains aléas expérimentaux, l'électrode localisée au point  $(x = 8,5; z = 22,5)$  est devenue inutilisable pour certaines séries de mesures. Ainsi tous les quadripôles comprenant cette électrode n'ont pas été pris en compte pour le calcul de la sensibilité, ce qui explique les valeurs localement plus faibles par rapport à la partie supérieure.

Les séries spécifiques aux forages décrites en figures I.3, ont une distribution plus homogène des contrastes de sensibilité depuis les bords vers le centre sur une gamme supérieure à 0,6. Le dipôle-dipôle transverse est plus sensible à la position du front de dispersion avec des contrastes localement plus élevés par rapport au dipôle-dipôle équatorial relativement plus sensible sur les bords.

Afin de s'affranchir complètement d'éventuels effets de bords causés par la propagation préférentielle des fluides aux parois, les variations verticales de la concentration en traceur estimées à partir de l'analyse vidéo ne sont considérées que pour  $3,5 < x < 5,0$  cm (Fig.II.4). Le protocole d'acquisition en dipôle-dipôle transverse est celui présentant la sensibilité électrique la plus importante au centre du milieu poreux, d'autant plus qu'il est plus sensible à la position du front de dispersion et atténue les zones de faibles sensibilités situées sur les parties supérieure et inférieure. De plus, ce protocole ne contient que 210 points de mesures ce qui lui confère un temps d'acquisition relativement plus rapide pour chaque pas de temps.

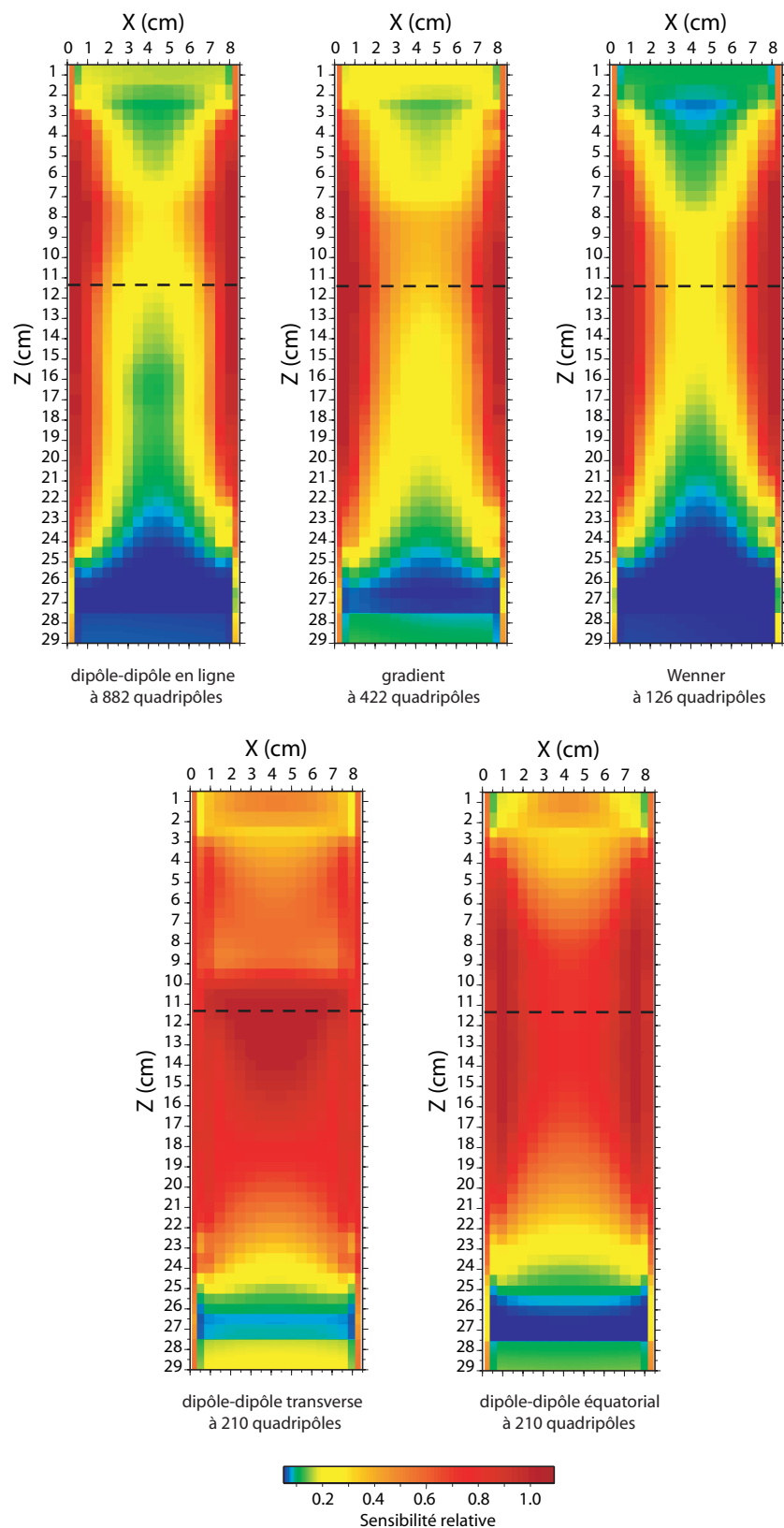


FIGURE II.7 – Distribution de la sensibilité relative calculée pour 5 protocoles de mesures standard réalisées dans des conditions de front fixe (ligne tiretée). La partie saturée par le traceur est à 18  $\Omega.m$  et la partie supérieure à 45  $\Omega.m$ .

## II.2.2 Conditions expérimentales du suivi électrique

En laboratoire, le suivi temporel du transport de solutés en milieu poreux par l'ERT est favorisé sous certaines conditions expérimentales (Binley et al, 1996).

La température étant constante en conditions de laboratoire, la teneur en eau est le facteur dont l'influence est dominante sur les mesures de résistivité électriques (§.I.3.1). En zone non saturée, la distribution spatiale du contenu en eau est difficile à identifier avec précision puisqu'elle peut varier localement très rapidement donnant des régions à fort contrastes de résistivité. Lors de l'infiltration d'un soluté non réactif, sa dynamique et les processus mis en jeu sont très différents entre une zone où l'espace poral est complètement saturé et une zone où la phase gazeuse et les phénomènes de capillarité sont prépondérants. Au cours de nos expérimentations, la saturation initiale du système poral simplifie la dynamique des traceurs injectés, qui n'est soumise qu'aux seules propriétés hydrodispersives des fluides et à la géométrie du milieu simulant des conditions d'écoulement et de transport similaires à la zone saturée. De plus l'absence de sources ou de pertes des espèces dissoutes ( $\text{Na}^+$ ,  $\text{Cl}^-$  et le colorant), permet de supposer que les variations temporelles de la résistivité électrique peuvent être assimilées aux changements de résistivité des fluides interstitiels lors de l'injection du traceur. Les mesures ERT effectuées pour l'expérience 20 (Tab.III.1), menée avec un empilement de billes de verre de diamètre moyen  $d = 146 \mu\text{m}$ , sont les plus susceptibles d'être influencées par la conductivité de surface puisque la porosité est saturée par un fluide à faible conductivité électrique  $\sigma_w = 36 \mu\text{S.m}^{-1}$ , soit  $\rho_w = 280 \Omega.\text{m}$ . Or le nombre de Dukhin (Eq.I.33) correspondant vaut  $\xi = 0,028$  pour  $\sigma_s = 1.10^{-4} \text{ S.m}^{-1}$ . La conductivité de surface est donc fortement négligeable devant celle des fluides puisque  $\xi \ll 1$ .

Ainsi à saturation, les mesures de résistivité électrique sont reliées à la résistivité des fluides par la forme la plus simple de la loi de Archie (Eq.I.36), la relation ne dépend que de la porosité  $\phi$  et du facteur de cimentation  $m$  qui peuvent être estimés.

## II.2.3 Traitement des données

### II.2.3.1 Correction de la dérive temporelle

A chaque pas de temps dit "électrique" correspond un modèle ERT produit à partir d'une répétition de la série de quadripôles sélectionnée. Ces séquences d'acquisition sont effectuées durant la propagation verticale du traceur, de telle sorte qu'entre la première et la dernière mesure de la série le front de dispersion a migré verticalement. Cette dérive temporelle des mesures électriques a d'autant plus de répercussions sur le modèle résultant que le nombre de permutation des électrodes de la série et la vitesse d'écoulement des traceurs sont importants.

L'épaisseur de la zone de mélange  $\omega$  évolue selon  $\omega = \sqrt{2Dt}$ , cependant en considérant que la relation entre  $\omega$  et  $t$  est linéaire cette dérive peut être atténuée :

$$\rho_a^c(t_n) = \left[ \frac{\rho_a(t_{n-1}) - \rho_a(t_n)}{\Delta t} \cdot \tau \right] + \rho_a(t_n) \quad (\text{II.6})$$

$\rho_a^c(t_n)$  [ $\Omega.m$ ] est la mesure de résistivité apparente corrigée du pas de temps  $t_n$ ,  $\rho_a(t_n)$  et  $\rho_a(t_{n-1})$  sont les mesures effectuées à  $t_n$  et  $t_{n-1}$  [s],  $\Delta t = t_{n-1} - t_n$  est le temps écoulé entre la répétition de la même mesure entre deux pas de temps consécutifs et  $\tau$  [s] est le temps écoulé depuis la première mesure de la série au pas de temps  $t_n$ .

### II.2.3.2 Normalisation des mesures de résistivité apparente

Un exemple de résultat d'inversion des données brutes est illustré par le modèle de gauche sur la figure II.8a correspondant au pas de temps  $t_7 = 2163$  s de l'expérience 26 (Tab.III.1). La distribution des contrastes de résistivité de ce modèle ne présente aucune similitude avec les résultats des analyses vidéo associées (Fig.II.4). De plus, l'estimation par la loi de Archie (Eq.I.36) indique que les valeurs de résistivités modélisées doivent théoriquement varier sur une gamme de 27 à 60  $\Omega.m$ . Or, dans le cas présent les valeurs de résistivité modélisées varient 2500 à 80000  $\Omega.m$  avec une distribution homogène des contrastes autour de 60000  $\Omega.m$  sur la majorité de la section 2D.

Ces artéfacts sont essentiellement provoqués par les limites finies de la cellule en plexiglas, ainsi les effets des bords résistants se répercutent directement sur les mesures et masquent les informations relatives à la distribution 2D du traceur. L'estimation par la loi de Archie n'en tient pas compte puisqu'elle considère implicitement le milieu comme homogène et infini. La figure II.9 présente les valeurs de conductivité apparente  $\sigma_a$  en fonction de la conductivité du fluide  $\sigma_f$  qui sature les pores pour des mesures acquises par le même quadripôle centré verticalement sur  $z = 13,5$  cm. La relation linéaire entre  $\sigma_a$  et  $\sigma_f$  démontre que les perturbations créées par les bords résistants ont un effet constant sur les mesures du quadripôle considéré, quelque soit la conductivité électrique des fluides saturant. La pente de l'ajustement de ces données correspond au facteur de formation  $F = 2.10^4$  très élevé comparé à la valeur attendue  $F = 0,36^{-1,3} = 3,77$ . Même si la relation est linéaire, le facteur formation tient compte des effets de bords résistants qui

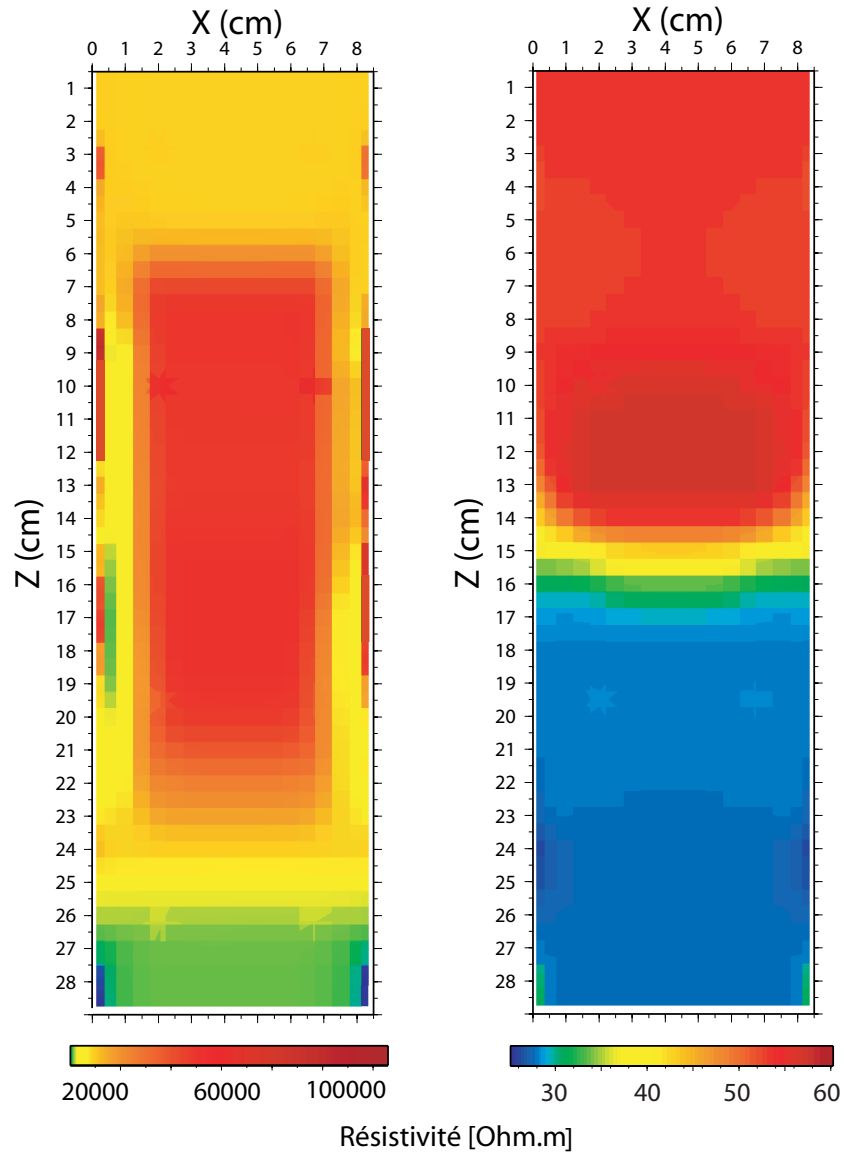


FIGURE II.8 – *Distribution des contrastes de résistivité après inversion des données du pas de temps  $t_7=2052$  s de l'expérience 26 (Tab. III.1) pour  $\bar{z} = 15$  cm. A gauche : inversion des données brutes (iter.7,  $\varphi = 11.4\%$ ). A droite : inversion des données normalisées (iter.4,  $\varphi = 2.1\%$ ) à partir de l'équation II.7.*

diffèrent suivant la position du quadripôle de mesure et le facteur géométrique  $k$  (Eq.I.3).

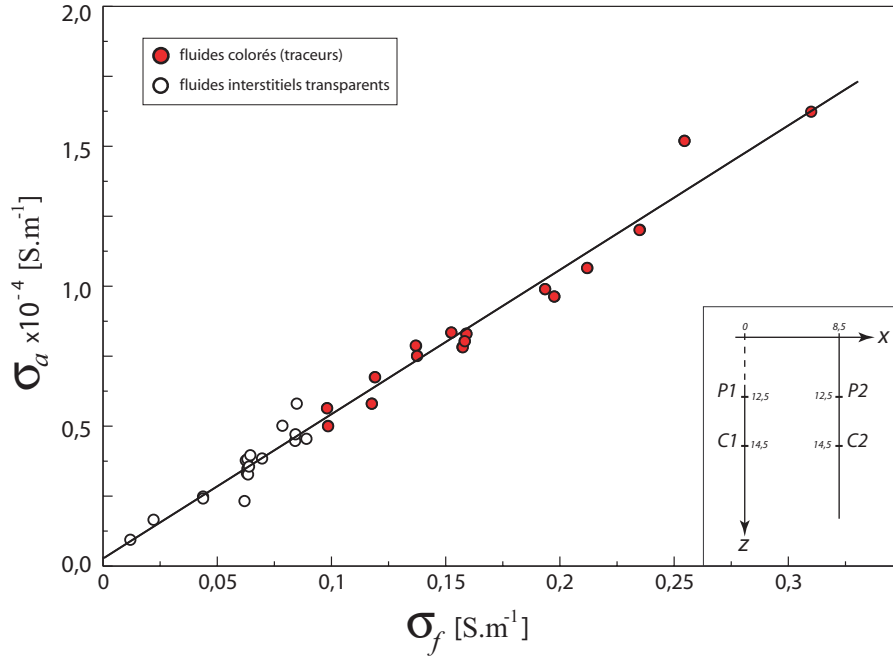


FIGURE II.9 – Variation de la conductivité apparente mesurée  $\sigma_a$  ajustée en fonction de la conductivité du fluide saturant  $\sigma_f$ . Le quadripôle de mesure est fixe et centré sur  $z = 13,5$  cm, le facteur de formation résultant de l'ajustement vaut  $F = 2,0 \cdot 10^4$ .

Sur le terrain les contraintes expérimentales sont différentes du laboratoire, puisque les mesures ERT sont réalisées sur des systèmes naturels assimilables à des demi-espaces infinis ou les mesures ne sont pas perturbées par les effets de bords. En revanche, des études expérimentales (Daily et Owen, 1991 ; Binley et al, 1996) et numériques (Nimmer et al, 2008) montrent que la qualité du suivi temporel de solutés se propageant en milieux naturels est favorisé dès lors que l'on s'affranchit du fond, ou de l'état de référence, correspondant aux conditions initiales du milieu (invariantes dans le temps), avant l'arrivée du soluté. Ainsi, pour chaque acquisition d'une série de mesures :

$$\rho_a^{c*}(t_n) = \frac{\rho_a^c(t_n)}{\rho_a^c(t_0)} \cdot \rho_h \quad (\text{II.7})$$

avec

$$\rho_h = \phi^{-m} \cdot \rho_f \quad (\text{II.8})$$

où  $\rho_{a(t_n)}^{c*} [\Omega.m]$  est la mesure de résistivité apparente acquise au temps  $t_n$  normalisée par la même mesure  $\rho_a^c(t_0)$  effectuée à l'état de référence  $t_0$ .  $\rho_h$  est la résistivité théorique définie par la loi de Archie (Eq.I.36) pour un milieu homogène, infini et saturé par un fluide de conductivité électrique  $\sigma_f$ .

Puisque les effets de bords se répercutant sur nos expérimentations de laboratoire ont un effet constant sur chaque quadripôle de mesure, cette normalisation peut également être utilisée pour supprimer ce fond de référence, afin de ne conserver que les informations relatives à l'étalement des traceurs salés (Slater et al, 2000). C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer une série de mesure, à  $t_0 = 0$ , avant le début de chaque expérimentation lorsque le milieu est uniquement saturé par le fluide clair initial. De même, l'estimation de  $\rho_h$  est relativement plus fiable que sur le terrain puisque  $\phi$  et  $\rho_f$  sont connus et constants sur l'ensemble du milieu poreux, tandis que  $m$ , choisi d'après la littérature, est fixé à 1,3 (Tab.I.1).

La figure II.8.b est un modèle produit à partir du même jeu de données que sur la figure II.8.a mais normalisé à partir de l'équation II.7. La distribution des contrastes est plus cohérente avec ceux de l'image vidéo correspondante (Fig.II.4) où la position moyenne de la zone de mélange se situe dans les deux cas aux environs de  $\bar{z} = 14$  cm. Le front de dispersion du traceur est mis en relief par la recalibration par la loi de Archie (Eq.II.8). Les gammes de résistivité situées en dessous et au dessus du front de dispersion sont cohérentes avec l'expérience 26, lorsque la porosité est saturée respectivement par des fluides contenant 0,65 et 0,3 g.L<sup>-1</sup> de NaCl dissout (Tab.III.1). Cette normalisation permet de considérer que les mesures de résistivité apparente sont acquises dans un espace homogène et infini où les valeurs du champ potentiel en bordure du milieu poreux sont constantes.

Il est également possible de normaliser les valeurs de résistivité électrique modélisées dans chaque cellule du modèle par rapport au modèle ERT du pas de temps de référence (Singha et Gorelick, 2006). Cette normalisation post-inversion est une autre alternative qui est possible dans notre cas où le processus d'inversion est linéaire. Dans ce cas la normalisation permettrait également de s'affranchir des artéfacts de modélisation.

## II.3 Imagerie électrique

### II.3.1 Paramétrisation de l'inversion sous Res2Dinv

L'inversion des données nécessite une discrétisation préalable de la section 2D en  $N$  cellules dans chacune desquelles est attribuée une valeur de résistivité à chaque itération. Le choix du maillage est donc important puisqu'il conditionne en partie la convergence de la fonction objectif. La figure II.10 présente deux maillages établis pour l'inversion des données. Sur la figure II.10.a le modèle est formé d'une grille de 8.5 cm de côté selon l'axe  $x$  et 29 cm selon  $z$ , tandis que les électrodes sont disposées directement sur les bords verticaux du modèle afin de respecter au plus près les conditions expérimentales.

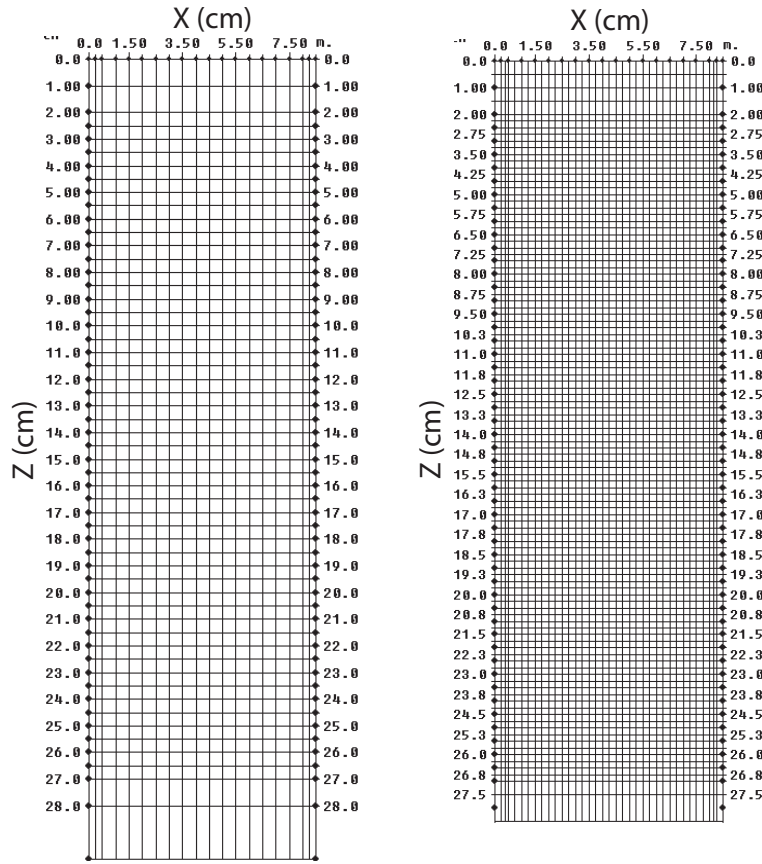


FIGURE II.10 – *Discrétisation de la section. A gauche : discrétisation en 1026 cellules. A droite : maillage fin discrétisé en 3816 cellules.*

Le maillage est homogène sur la majorité de la section, excepté pour les cellules situées sur les bords en contact avec les deux réseaux verticaux d'électrodes étant affinées pour atténuer les variations brutales des contrastes de résistivité causées par une sensibilité électrique locale plus élevée ((Nimmer et al, 2008), Fig.II.7). A l'inverse, les cellules sont plus grossières en bas et en haut de la section où la sensibilité électrique est plus faible. La distribution du maillage de la



figure II.10.b est similaire à ceci près que chaque cellule a été divisée par deux selon  $x$  et  $z$  portant le nombre de paramètres de 1026 à 3816.

Le choix de la finesse du maillage réside dans le compromis entre la résolution spatiale des modèles, pour décrire au mieux la distribution 2D du front de dispersion du traceur, et la résolution temporelle relative au suivi de l'évolution du panache au sein du milieu poreux. La minimisation du nombre de mesures sur chaque pas de temps implique de choisir un maillage plus grossier. Dans le cas contraire, à moins d'être fortement contraint, le processus d'inversion n'est pas stable ce qui peut conduire à des divergences de la solution de  $\varphi(m)$  et à la création d'artéfacts de modélisation.

Au cours du processus d'inversion, Res2Dinv ne considère pas de variations du champ de potentiel selon la troisième dimension. La figure II.11 présente les résultats d'inversion du pas de temps  $t_7$  de l'expérience 13 (Tab.III.1).

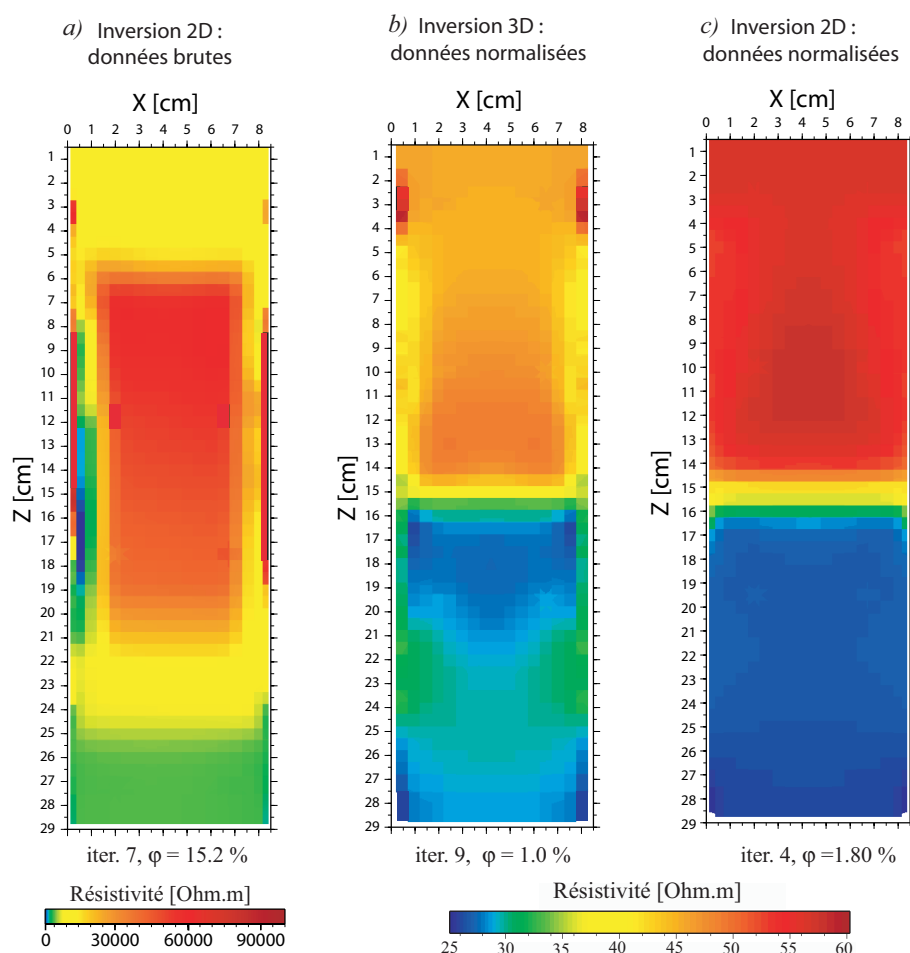


FIGURE II.11 – *Modèle 2D de distribution de la résistivité électrique du pas de temps  $t_7$  de l'expérience 13. a) inversion 2D des données brutes, b) inversion 3D données normalisées (Eq.II.7), c) inversion 2D données normalisées.*

Les données sont inversées en 2D à partir d'un maillage à 1026 cellules (Fig.II.10.a) pour les données brutes (Fig.II.11a). Les données normalisées sont inversées de façon identiques en 2D (Fig.II.11c) et en 3D pour une discrétisation en 4104 blocs sous Res3Dinv (Fig.II.11b).

Dans les deux cas l'erreur sur le modèle est faible avec  $\varphi = 1,0 \%$  et  $\varphi = 1,8 \%$  respectivement pour le 3D et le 2D. La distribution des contrastes de résistivité est très similaire dans les deux cas. Malgré tout, la gamme de résistivité du modèle 3D est légèrement inférieure aux valeurs estimées par la loi de Archie de part et d'autre du front de dispersion. Ces résultats montrent que la normalisation des données permet de s'affranchir des effets de bords des 3 dimensions se répercutant sur les mesures. Les principales différences entre 2D et 3D résident dans le degré de liberté apporté sur la troisième dimension. Sur les modèles 3D le champ de potentiel  $y$  est distribué sur 5 noeuds tandis que les modèles 2D sont directement contraints par les conditions aux limites de Neumann (dérivée du champ de potentiel nulle). Dans ces conditions nous nous limiterons à l'utilisation de Res2Dinv nous permettant d'obtenir des résultats similaires à la modélisation 3D pour un gain non-négligeable en temps de calcul.

Rappelons que la méthode d'inversion est basée sur la méthode de Gauss-Newton associée à la modification de Marquardt-Levenberg pour résoudre l'équation I.29. La matrice Jacobienne des dérivées partielles est recalculée à chaque itération dont le maximum est fixé à 7. Les données sont inversées en utilisant le logarithme des valeurs de résistivité apparentes, tandis que le modèle initiale correspond à une approximation de la première itération (semblant le mieux adapté aux contrastes de résistivité important entre les deux fluides).

### II.3.2 Quantification des concentrations en soluté

Les parties précédentes insistent sur la qualité des mesures et la paramétrisation de l'inversion afin d'obtenir des modèles 2D de distribution de la résistivité électrique fiables quant à la description qualitative de la dispersion du traceur dans la matrice poreuse. La figure II.12 montre la relation entre la conductivité des fluides  $\sigma_f$  en fonction de la concentration en NaCl dissout. Pour cette gamme de concentrations, la conductivité varie linéairement avec la concentration en NaCl puisque la conductivité électrique du colorant est négligeable devant celle des ions  $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$  (Fig.II.12). Ainsi la conductivité  $\sigma_f$  des fluides de mélanges dans chaque maille  $(x, z)$  du modèle considéré est reliée à la concentration  $C$  [ $g.L^{-1}$ ] en NaCl par :

$$C(x, z) = \beta \cdot \sigma_f(x, z) \quad (\text{II.9})$$

à  $t = 0$ ,  $C_0 = \beta \cdot \sigma_0(x, z)$

à  $t = \infty$ ,  $C_1 = \beta \cdot \sigma_1(x, z)$

où  $\beta = 5$  est l'inverse de la pente déduite de la figure II.12,  $\sigma_0$  et  $\sigma_1$  sont les conductivités électriques respectivement mesurées pour le fluide interstitiel initial et le traceur.

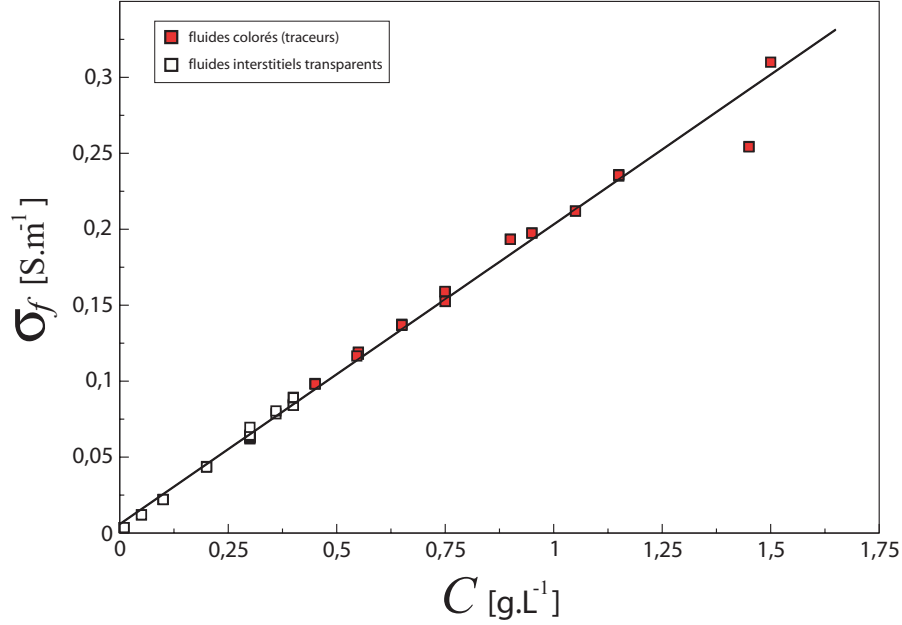


FIGURE II.12 – Variation de la conductivité des fluides  $\sigma_f$  en fonction de la concentration  $C$  en *NaCl* dissous.

En substituant  $\sigma_f$  par la loi de Archie il est possible de s'affranchir de la constante  $\beta$  et d'exprimer directement la concentration relative en fonction de la conductivité  $\sigma_b$  attribuée à chaque cellule du modèle :

$$c(x, z, t) = \frac{C(x, z, t) - C_0}{C_1 - C_0} = \frac{\sigma_b(x, z, t) \cdot \phi^{-m} - \sigma_0}{\sigma_1 - \sigma_0} \quad (\text{II.10})$$

Cette linéarité, qui est seulement valable pour les faibles concentrations en *NaCl*, permet d'exprimer les modèles ERT en terme d'évolution 2D de la concentration en traceur. Les modèles peuvent ainsi être comparés directement aux résultats de l'analyse vidéo, non seulement en terme de distribution de la concentration relative en traceur, mais également sur l'estimation à chaque instant  $t$  de la position moyenne du front  $\bar{z}$ , de l'épaisseur de la zone de mélange  $\omega$  et du coefficient de dispersion  $D$  (où de la dispersivité  $\alpha$ ).

## Chapitre III

# Dispersion 2D en milieu poreux homogène

### III.1 Injection continue

#### III.1.1 Suivi qualitatif du front de dispersion

Dans un premier temps, nous nous limitons aux expérimentations pour lesquelles le traceur est injecté en continu sur toute la largeur  $L$  de la cellule (Fig.II.1), puis nous étudierons des configurations plus complexes pour lesquelles le traceur injecté est plus dense que le fluide résidant (fluide 1 Tab.III.1). Dans ces conditions l'interface entre les deux fluides est stabilisée par gravité (Tab.III.1).

Les résultats des suivis ERT et vidéo de la dispersion du traceur, où  $c_1 = [NaCl]_1 + [dye]_1$ , injecté en configuration stable pour l'expérience 13 (Tab.III.1) sont illustrés par la figure III.1. La saturation complète par le traceur est effectuée en 90 minutes pour un débit à la pompe de  $1,5 \text{ mL.min}^{-1}$ . Chaque pas de temps électrique comprend dans ce cas 190 mesures acquises en dipôle-dipôle transversal sur un laps de temps de 5 minutes. Les données sont traitées au préalable comme il l'a été décrit dans le chapitre II et les modèles résultant de l'inversion sont comparés au suivi vidéo effectué en parallèle.

L'analyse vidéo présente un front de dispersion homogène et très peu épais selon l'axe  $x$ , avec un retard du traceur qui s'amplifie à proximité des parois latérales de la cellule (Fig.III.1). Les iso-lignes de concentrations estimées à partir des modèles électriques caractérisent la zone de mélange par des contrastes verticaux plus lisses, tandis que les variations latérales des concentrations selon  $x$  sont très peu marquées. On note également un décalage progressif de la position moyenne de la zone de mélange où le front estimé à partir de l'électrique migre plus rapidement vers la partie supérieure du milieu poreux.

<i>Exp.</i> <i>n°</i>	$[NaCl]_0$ $g.L^{-1}$	$\sigma_0$ $\mu S.cm^{-1}$	$[NaCl]_1$ $g.L^{-1}$	$[dye]_1$ $g.L^{-1}$	$\sigma_1$ $\mu S.cm^{-1}$	$Q$ $mL.min^{-1}$	$\Delta\rho$ $g.dm^{-3}$	$N_g \times 10^{-3}$ /	$Pe_{NaCl}$ /	$Pe_{dye}$ /
1	0.4	848	1.5	0.1	3100	1.5	1.2	5.72	7.35	18.10
2	0.2	438	0.95	0.05	1976	1.5	0.8	3.82	7.35	18.10
3	0.2	438	0.75	0.05	1573	1.5	0.6	2.86	7.35	18.10
4	0.4	842	0.9	0.1	1935	1.5	0.6	2.86	7.35	18.10
5	0.01	36	0.36	0.05	785	1.5	0.4	1.91	7.35	18.10
6	0.05	120	0.4	0.05	890	1.5	0.4	1.91	7.35	18.10
7	0.1	221	0.45	0.05	981	1.5	0.4	1.91	7.35	18.10
8	0.2	435	0.55	0.05	1177	1.5	0.4	1.91	7.35	18.10
9	0.4	841	0.75	0.05	1583	1.5	0.4	3.58	7.35	18.10
10	0.1	221	0.36	0.05	804	1.5	0.3	1.72	7.35	18.10
11	0.3	625	0.65	0.05	1370	0.5	0.4	5.80	2.45	6.03
12	0.3	625	0.65	0.05	1370	1.0	0.4	2.86	4.90	12.07
13	0.3	625	0.65	0.05	1370	1.5	0.4	1.91	7.35	18.10
14	0.3	625	0.65	0.05	1370	2.0	0.4	1.43	9.80	24.13
15	0.3	625	0.65	0.05	1370	2.5	0.4	1.14	12.25	30.17
16	0.2	438	0.95	0.05	1976	1.5	-0.8	-3.82	7.35	18.10
17	0.2	438	0.75	0.05	1573	1.5	-0.6	-2.86	7.35	18.10
18	0.05	120	0.4	0.05	890	1.5	-0.4	-1.91	7.35	18.10
19	0.2	435	0.55	0.05	1177	1.5	-0.4	-1.91	7.35	18.10
20	0.01	36	0.36	0.05	785	1.5	-0.4	-1.91	7.35	18.10
21	0.1	221	0.45	0.05	981	1.5	-0.4	-1.91	7.35	18.10
22	0.1	221	0.36	0.05	804	1.5	-0.3	-1.43	7.35	18.10
23	0.3	620	1.45	0.05	2545	1.5	1.2	5.72	7.35	18.10
24	0.3	630	1.05	0.05	2120	1.5	0.8	3.82	7.35	18.10
25	0.3	635	0.45	0.05	985	1.5	0.2	0.95	7.35	18.10
26	0.3	650	0.65	0.05	1375	1.5	0.4	17.31	21.15	52.06
27	0.3	645	0.65	0.05	1375	1.5	-0.4	-17.31	21.15	52.06
28	0.3	632	0.55	0.05	1190	1.5	0.3	1.43	7.35	18.10
29	0.3	632	0.75	0.05	1590	1.5	0.5	2.38	7.35	18.10
30	0.3	639	1.15	0.05	2350	1.5	0.9	4.29	7.35	18.10
31	0.3	696	0.75	0.05	1524	1.5	0.5	17.31	21.15	52.06
32	0.3	696	0.75	0.05	1524	1.5	-0.5	-17.31	21.15	52.06

TABLE III.1 – *Expérimentations réalisées en injection continue.*  $[NaCl]_0$  et  $[NaCl]_1$  sont les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré.  $[dye]$  est la concentration en colorant.  $\sigma_0$  et  $\sigma_1$  sont les conductivités électriques des deux fluides.  $Q$  est le débit imposé par la pompe.  $\Delta\rho = \varrho_1 - \varrho_0$  est la différence densité entre les deux fluides,  $N_g$  est le nombre de gravité et  $Pe$  le nombre de Péclet.

L'ERT présente une résolution spatiale plus limitée que l'analyse vidéo puisqu'elle est contrainte par le processus d'inversion et notamment par le maillage attribué à la section 2D du modèle. Ces effets sont amplifiés à  $t_3 = 618$  s et  $t_{13} = 3708$  s, lorsque le front de dispersion est localisé à proximité des bords supérieurs et inférieurs du milieu poreux. Le maillage est localement plus grossier, ce qui contribue à amplifier l'étalement du front de dispersion.

La distribution verticale des concentrations estimées par l'ERT est ajustée par la solution de l'équation de transport pour un injection continue (Eq.I.65). Cette approche quantitative va permettre

de caractériser la réponse des modèles vis-à-vis des paramètres d'inversion les plus sensibles, ainsi que des conditions d'écoulement et de transport imposées au système.

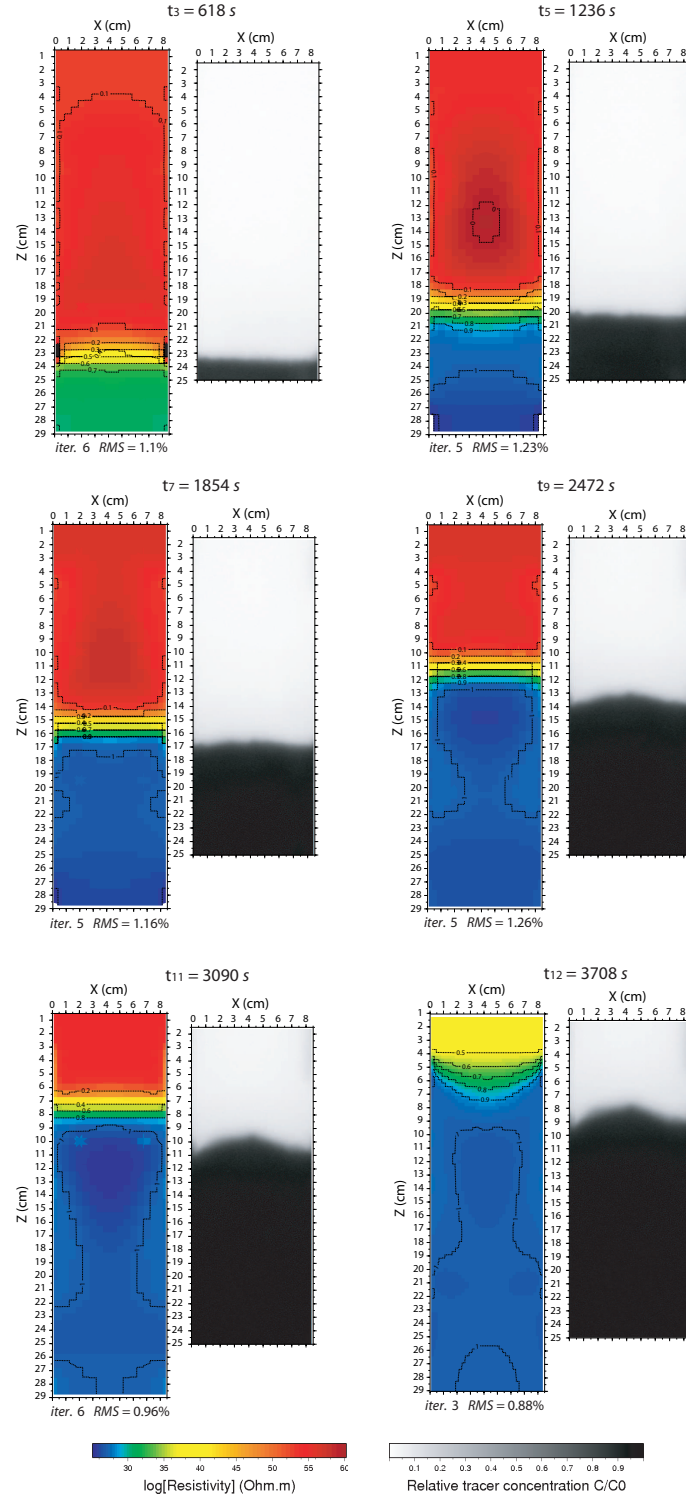


FIGURE III.1 – *Comparison de la distribution 2D des contrastes de résistivité électrique et des concentrations relatives en traceur estimées à partir de l'analyse vidéo lors du suivi de l'expérience 13 échantillonnée sur des pas de temps de 618 s. Les isolines de concentrations sur les modèles ERT sont évaluées à partir de l'équation II.10.*

### III.1.2 Vitesses moyennes et coefficients de retard

L'ajustement de la variation verticale des concentrations par la solution de l'équation de convection-dispersion applicable pour une injection continue (Eq.I.65) permet de caractériser la position moyenne du front de dispersion  $\bar{z} = u \cdot t$  sur chaque pas de temps de l'expérience 13. La figure III.2 présente l'évolution temporelle de  $\bar{z}$  avec la montée du traceur. La tendance linéaire de  $\bar{z}$  indique que le NaCl et le colorant du traceur se propagent à vitesses constantes au cours de l'expérience. Quelque soit le maillage (Fig.II.10), le type de normes de la fonction objectif ou les valeurs des paramètres de lissage choisis,  $\bar{z}$  ne change pas, rendant ainsi l'estimation de la vitesse moyenne du front indépendante du choix des paramètres d'inversion. Cependant, la figure III.1 met en évidence un décalage progressif entre le front de dispersion reproduit par l'ERT et les images vidéo, également visible sur la figure III.2.

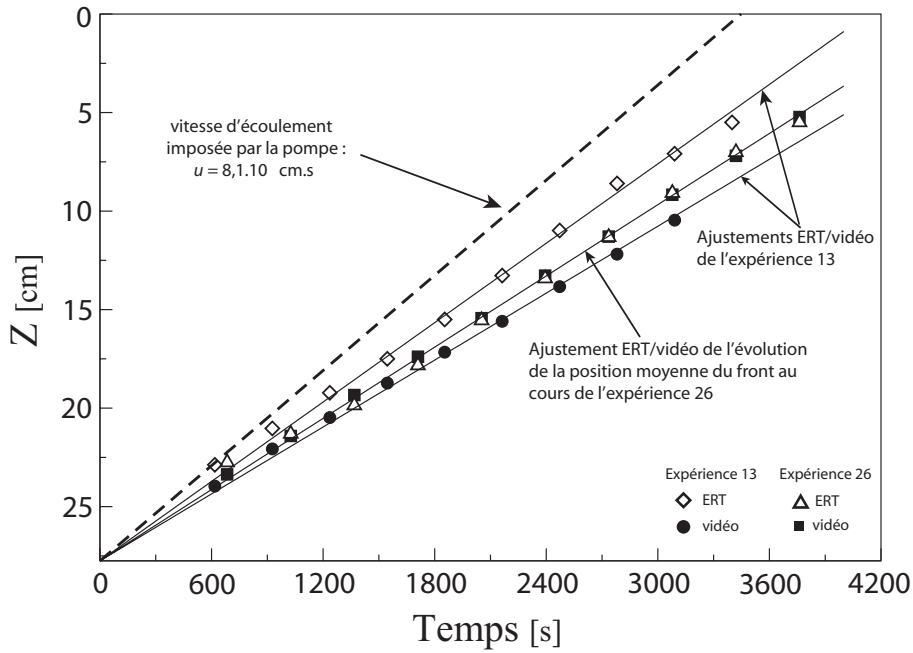


FIGURE III.2 – Positions moyennes  $\bar{z}$  du front de dispersion du traceur en fonction du temps pour les expériences 13 (petites billes) et 26 (grosses billes) comparées à la vitesse imposée par la pompe. Expérience 13 :  $\diamond$  suivi ERT,  $\bullet$  suivi video,  $k^* = 1,4 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ . Expérience 26 :  $\triangle$  suivi ERT,  $\blacksquare$  suivi video,  $k^* = 1,3 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ .

La régression linéaire de l'évolution de la position moyenne en fonction du temps permet de déterminer la vitesse moyenne du NaCl et du colorant dissout. Les ajustements de l'expérience 13 donnent  $u_{NaCl} = 6,7 \times 10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$  ( $\diamond$ ) contre  $u_{dye} = 5,6 \times 10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$  pour le colorant ( $\bullet$ ) tandis que la vitesse à la pompe est fixée à  $u = 8,1 \times 10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$ . Le décalage de chaque espèce par rapport à  $u$  est quantifié par le coefficient de retard  $R_f$  décrit précédemment. Nous pouvons le

définir ici comme le rapport entre la vitesse moyenne d'écoulement dans les pores  $u$  imposée par la pompe et les vitesses respectives des espèces dissoutes  $u_{NaCl}$  et  $u_{dye}$  (Freeze et Cherry, 1979 ; Peters et al, 1996).

L'expérience 26 est réalisée sous les mêmes conditions expérimentales que l'expérience 13, mais à partir d'un milieu poreux formé par un empilement de billes de plus gros diamètre en passant de 146 à 420  $\mu m$ . Ce changement permet ainsi de tester l'influence de la surface spécifique (i.e. rapport entre la surface d'interaction grains/fluide et le volume de particules) sur l'effet retard. Malgré tout, l'expérience 26 présente également un retard du traceur par rapport à la vitesse du solvant. Cette fois-ci la vitesse est la même pour l'ERT ( $\triangle$ ) et l'analyse vidéo ( $\blacksquare$ ) ou  $u_{NaCl} = u_{dye} = 5,9 \times 10^{-3} cm.s^{-1}$  avec  $R_f = 1,36$ , soit une valeur intermédiaire à celles obtenues avec les petites billes.

D'autres expériences sont également réalisées en changeant les débits, les quantités de NaCl et de colorant dissout dans le traceur et les contrastes de densité (Tab.III.1). Les valeurs du coefficient de retard  $R_f$  estimées pour les deux espèces sont reportées sur la figure III.3 en fonction du rapport  $\sigma_1/\sigma_0$ .

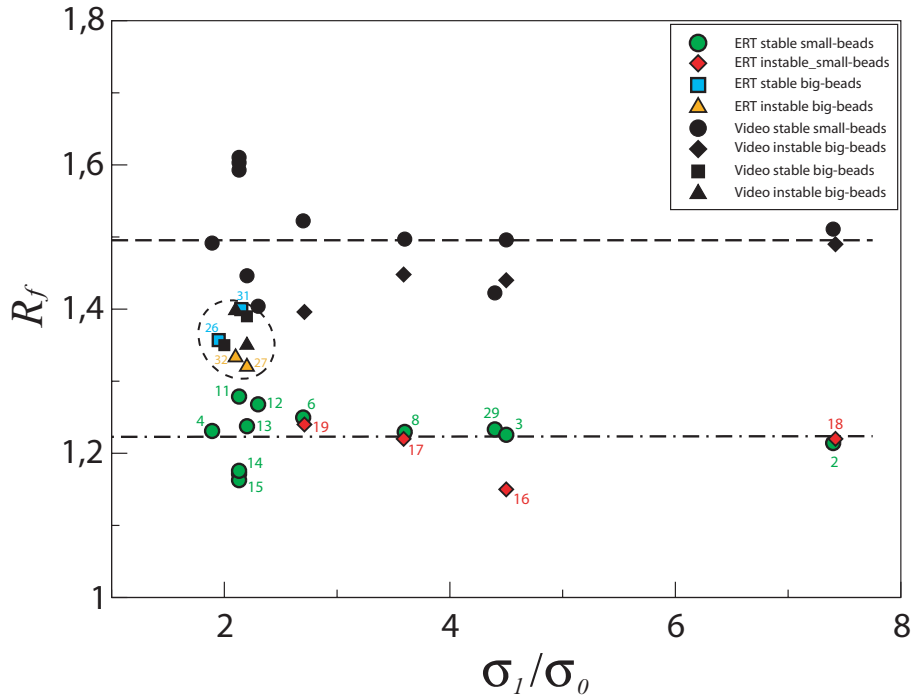


FIGURE III.3 – Coefficient de retard  $R_f$  exprimé en fonction du rapport de conductivité des fluides  $\sigma_1/\sigma_0$  pour des expériences à  $N_g$  et  $Pe$  variables (Tab. III.1) déterminé à partir des modèles ERT (symboles colorés) et de l'analyse vidéo (symboles noirs).

Les suivis menés à partir des empilements de petites billes de verre montrent des valeurs de



$R_f$  distinctes entre les deux espèces avec de  $R_f = 1,22 \pm 0,04$  et  $R_f = 1,5 \pm 0,07$  respectivement pour le NaCl dissous et le colorant. Les fronts stables ( $\diamond$ ) et instables ( $\bullet$ ) suivent la même tendance et les résultats obtenus à partir des grosses billes (symboles dans le cercle tireté) ont des valeurs très proches avec en moyenne  $R_f = 1,36 \pm 0,03$ .

La figure III.4 est une image en niveau de gris d'adsorption 2D de la lumière passant à travers la cellule au cours d'un test pour lequel le traceur est injecté dans un milieu poreux initialement saturé en  $\text{CO}_2$ . Le front de saturation du solvant est clairement distingué du front de dispersion du colorant dont la progression plus lente donne un facteur retard  $R_f = 1,55$  proche de l'ajustement estimé sur la figure III.3. La zone non saturée du milieu poreux située à l'amont du front de saturation du traceur étant trop résistante, il n'a pas été possible d'acquérir des mesures électriques fiables. Cependant, au cours d'un travail de laboratoire proches de nos expérimentations, Peters et al (1996) déterminent des coefficients de retard pour le NaCl de  $R_f = 1,1$  lorsque les écoulements ont lieu dans des grès de Berea saturés et  $R_f = 1,04$  lorsque le fluide est injecté dans des sables non-consolidés.

Les deux espèces sont chimiquement très différentes et ne présentent pas les mêmes affinités au transport. Les retards respectifs du NaCl dissout et du colorant sont probablement causés par la somme d'effets microscopiques ne pouvant être caractérisés séparément à l'échelle de Darcy. Les expérimentations menées avec les grosses billes fournissent des vitesses proches par les deux méthodes avec un coefficient de retard moyen  $R_f = 1,36$ . La diminution du facteur retard du colorant avec l'augmentation de la perméabilité (grosses billes) est cohérente puisqu'elle contribue à favoriser l'écoulement de la molécule du *WaterBlue* en diminuant la surface spécifique disponible à l'adsorption sur les billes de verre. Il en est de même pour les ions  $\text{Na}^+$  qui sont adsorbés sur la surface des billes de silice chargées négativement. Cependant l'estimation des vitesses produite à partir des modèles ERT n'est plus cohérente par rapport aux petites billes, puisqu'au contraire de l'analyse vidéo  $R_f$  augmente avec la perméabilité du milieu. Ces résultats doivent donc être approfondis en caractérisant précisément les isothermes d'adsorption pour le colorant,  $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$  pour les deux types de perméabilité considérés afin d'en déduire si les coefficients de retard qui en découlent sont concordant avec nos résultats.

### III.1.3 Paramètres d'inversion dominant sur la dispersion

Les résultats d'inversion sont influencés par la combinaison du jeu de paramètres incluant le maillage, les conditions aux limites, le modèle de référence et la méthode d'inversion. Cependant les tests préliminaires montrent que le front de dispersion modélisé est particulièrement sensible à

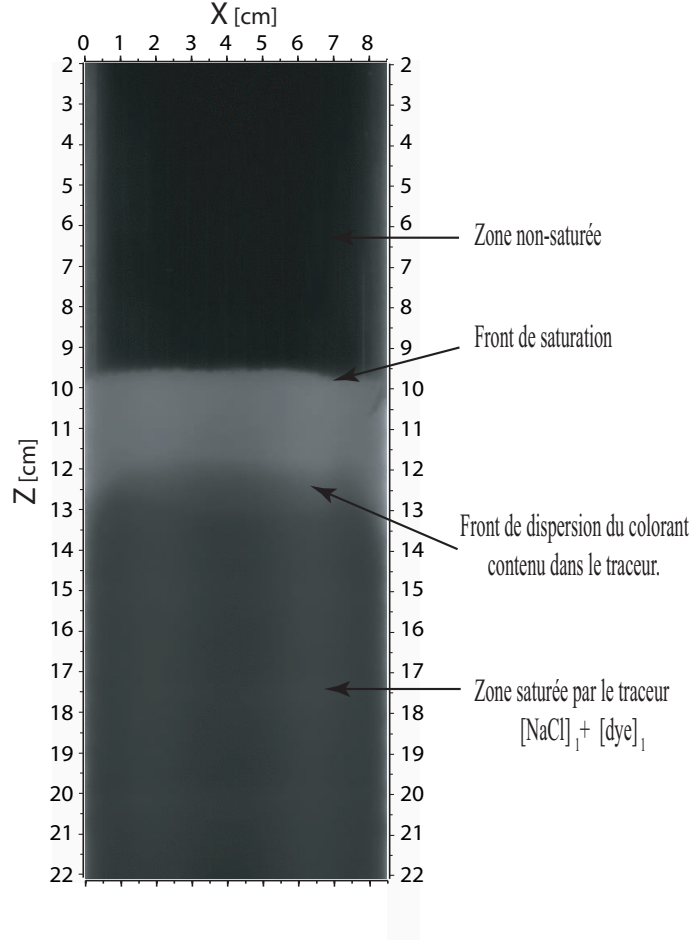


FIGURE III.4 – *Retard du front de dispersion du colorant par rapport au front de saturation du solvant pour une injection dans un empilement de billes de verre ( $146 \mu\text{m}$  de diamètre) initialement non saturé.*

la résolution du maillage (Fig.II.10), au choix des normes appliquées sur les données et les paramètres de la fonction objectif  $\varphi(m)$  et du facteur d'amortissement  $\lambda$  (Eq.I.28).

Par la suite, nous nous focaliserons donc sur la modélisation du front de dispersion afin de caractériser le comportement du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  et de la dispersivité associée  $\alpha$  vis-à-vis des paramètres d'inversion.

### III.1.3.1 La fonction objectif

Des études numériques (Seaton et Burbey, 2002) montrent que les processus d'inversion par moindres carrés appliquant une norme  $L_2$  sur les données et/ou les paramètres tendent, contrairement à la norme  $L_1$ , à lisser les zones à forts contrastes de résistivité. Ces observations sont confirmées par les modèles ERT de la figure III.5 produits à partir des données du pas de temps  $t_7 = 1854 \text{ s}$  de l'expérience 13 sur lesquels est appliquée une norme  $L_2$  sur les données et les paramètres. Des artéfacts locaux résistants et conducteurs sont créés à l'avant et à l'arrière du

front de dispersion et sur les bords de la section. L'amplitude de ces hétérogénéités est plus limitée pour le maillage fin, cependant l'erreur absolue sur le modèle est de 2,4 % contre 1,4 % pour le maillage plus grossier qui est vraisemblablement plus représentatif des données. Ces artéfacts sont dus en grande partie au nombre important de paramètres par rapport au nombre de données créant localement de l'information. Malgré tout, ces effets peuvent être réduits en contraignant la modélisation par l'application de normes  $L_1$  sur les données et les paramètres.

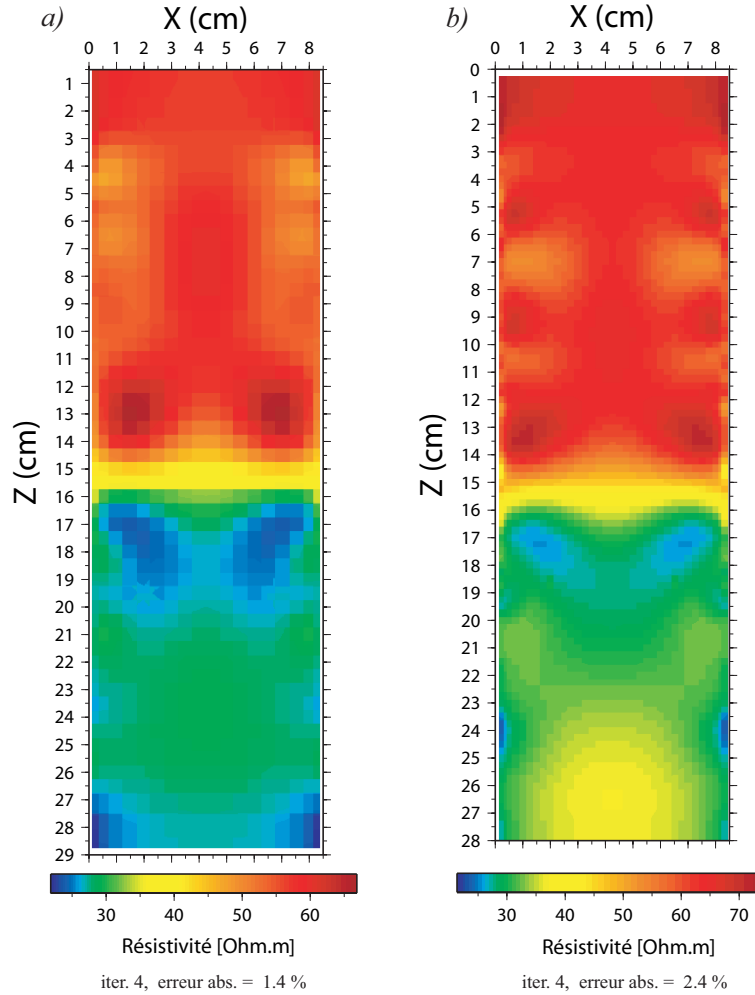


FIGURE III.5 – Modèles ERT du pas de temps  $t_7 = 1854$  s de l'expérience 13 pour une norme  $L_2$  appliquée sur les données et les paramètres. (a) Maillage grossier à 1026 cellules, (b) maillage fin à 3816 cellules (Fig.II.10).

Sous Res2Dinv la contrainte de la norme  $L_1$  est contrôlée par le facteur d'acceptance, représenté sur les données par l'écart admissible entre les mesures et la réponse du modèle, et par l'écart entre le modèle de référence et le modèle de l'itération considéré lorsqu'il est appliqué sur les paramètres (voir §.I.2.3.1). La figure III.6 illustre la variation verticale des concentrations relative en NaCl estimées au centre du milieu poreux. Les modèles ERT sont produits à partir des

deux types de maillage précédents pour différentes contraintes de la norme  $L_1$ , appliquée sur les paramètres, tandis que le facteur d'acceptance est fixé à 0,05 sur les données.

Lorsque le facteur d'acceptance est élevé l'écart admissible entre les données mesurées et les données simulées est important, créant des artéfacts résistants et conducteurs à l'arrière et à l'avant de la zone de mélange (Fig.III.5). Ces anomalies se répercutent sur l'estimation des concentrations relatives par des effets de bosses qui disparaissent lorsque la modélisation devient fortement contrainte pour des valeurs de l'ordre 0,001 (Fig. III.6).

Le facteur d'acceptance a peu d'influence sur la valeur du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  quand il est inférieur à 0,01. Le coefficient de dispersion résultant vaut en moyenne 6,7 pour le maillage grossier, tandis qu'il passe à 17,7 pour un maillage deux fois plus fin selon la direction verticale  $z$ . Cette différence s'explique par une résolution spatiale plus fine au niveau du front de dispersion qui contribue à lisser localement la distribution des contrastes, avec dans ce cas des valeurs plus en adéquation avec l'estimation vidéo correspondante où  $(D/R_f)/D_m = 12,4$ .

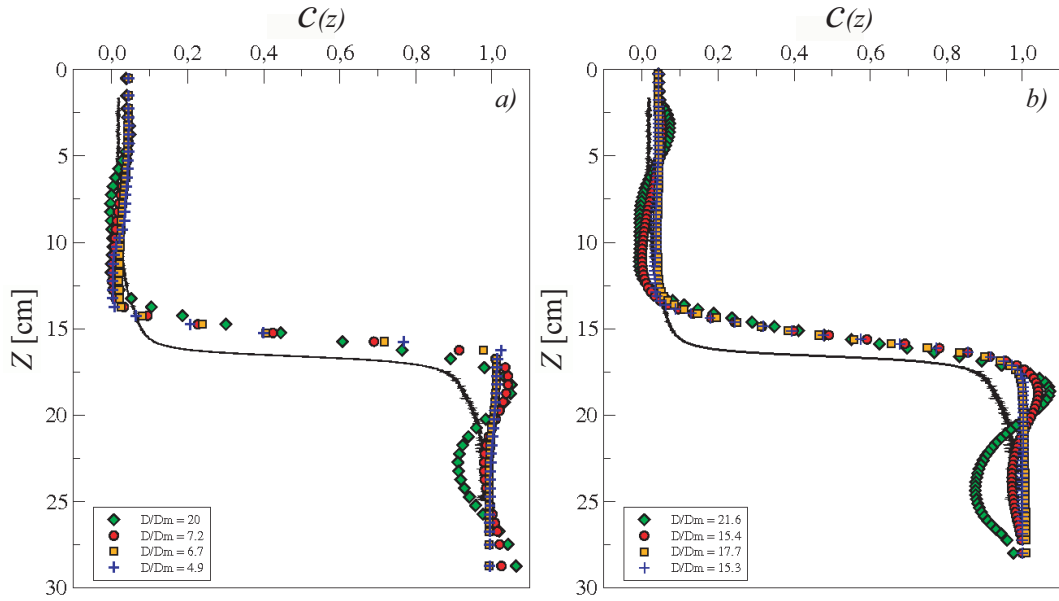


FIGURE III.6 – *Effet de l'inversion contrainte par une norme  $L_1$  appliquée sur les données et les paramètres sur les variations verticales de la concentration en NaCl du traceur pour le pas de temps  $t_7$  de l'expérience 13. Modèles produits pour 4 facteurs d'acceptance appliqués sur les paramètres (§I.2.3.1) (0,1 ( $\diamond$ ), 0,01 ( $\circ$ ), 0,001 ( $\square$ ), 0,0001 ( $+$ )) pour les maillages grossier (a) et fin (b). La courbe noire est l'estimation par l'analyse vidéo.*

Les modèles de la figure III.7 mettent en évidence l'effet en 2D de la norme  $L_1$  sur l'inversion pour un facteur d'acceptance fixé à 0,001 sur les paramètres. Contrairement à la figure III.5, il n'y pas d'artéfacts de modélisation sur le modèle de gauche, alors qu'ils sont encore légèrement

apparents sur le modèle plus fin. Le maillage le plus grossier donne des modèles plus rugueux, où la résolution spatiale sur le front de dispersion est limitée. En revanche, un maillage deux fois plus fin affine la description de la zone de mélange, mais favorise la création d'artéfacts locaux causés par un nombre de cellules trop important devant le nombre de données.

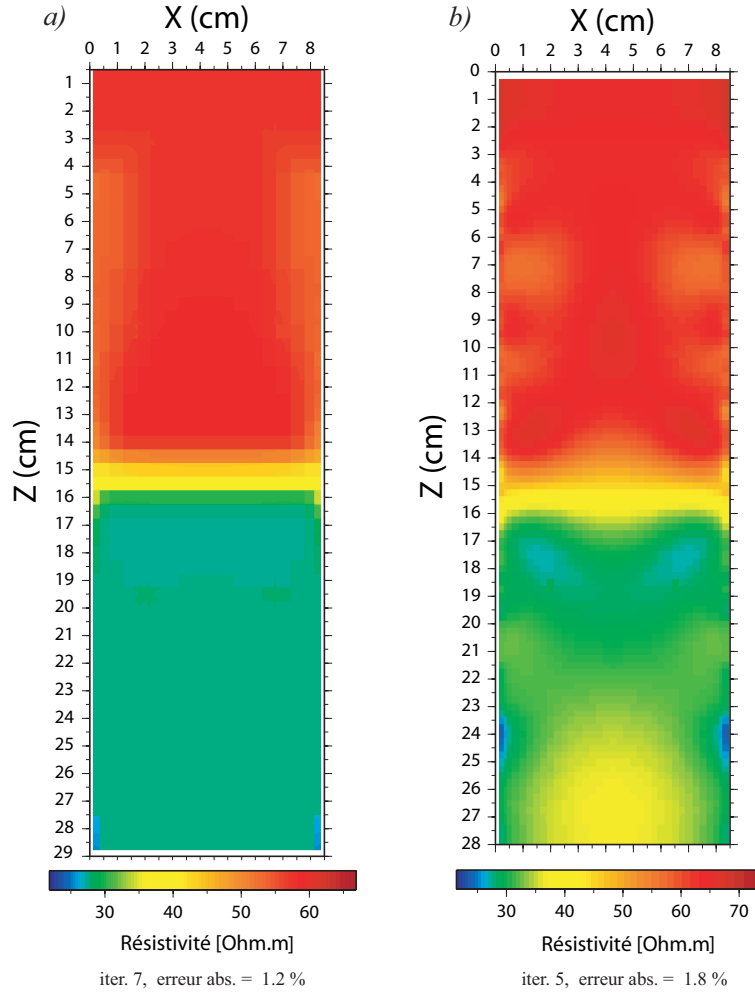


FIGURE III.7 – Modèles ERT du pas de temps  $t_7$  de l'expérience 13 pour une norme  $L_1$  appliquée sur les données et les paramètres, contrainte par un facteur d'acceptance de 0,001 sur les paramètres. (a) Maillage grossier à 1026 cellules, (b) maillage fin à 3816 cellules (Fig.II.10).

L'application d'un facteur d'acceptance faible sur les paramètres permet de contrôler la convergence de la solution quand la modélisation est contrainte par peu de données vis-à-vis du nombre de cellules du modèle. Bien que le maillage le plus fin semble le mieux adapté, dans ce qui suit nous privilégierons un maillage grossier (Fig.II.10) qui présente un gain non-négligeable en temps de calcul et permet de diminuer par deux le nombre de cellules du modèle qui reste tout de même conséquent par rapport au nombre de données.

### III.1.3.2 Le facteur d'amortissement

Le facteur d'amortissement  $\lambda$  contraint également la convergence de la fonction  $\varphi(m)$  vers son minimum global en contrôlant la variation du vecteur de changement des paramètres  $\delta(m^k)$  à chaque itération (§.I.2.3.1). Les variations du vecteur de perturbation  $\delta(m^k)$  (Eq.I.28) sont limitées par une valeur initiale  $\lambda_i$  afin d'éviter toute divergence de la solution causée par les erreurs pouvant potentiellement être contenues dans les données.  $\lambda$  est divisé par deux à chaque itération jusqu'à atteindre  $\lambda_f$  qui reste constant pour les itérations suivantes.

Le comportement de  $\lambda_f$  est illustré par la figure III.8 qui présente l'évolution de la fonction objectif au cours du processus d'inversion du pas de temps  $t_7$  de l'expérience 13. La série de données est inversée à partir du maillage à 1026 cellules et un facteur d'acceptance sur les paramètres fixé à 0,001 correspondant à celui pour lequel les effets de bosses sont atténués pour l'estimation des concentrations de la figure III.6.

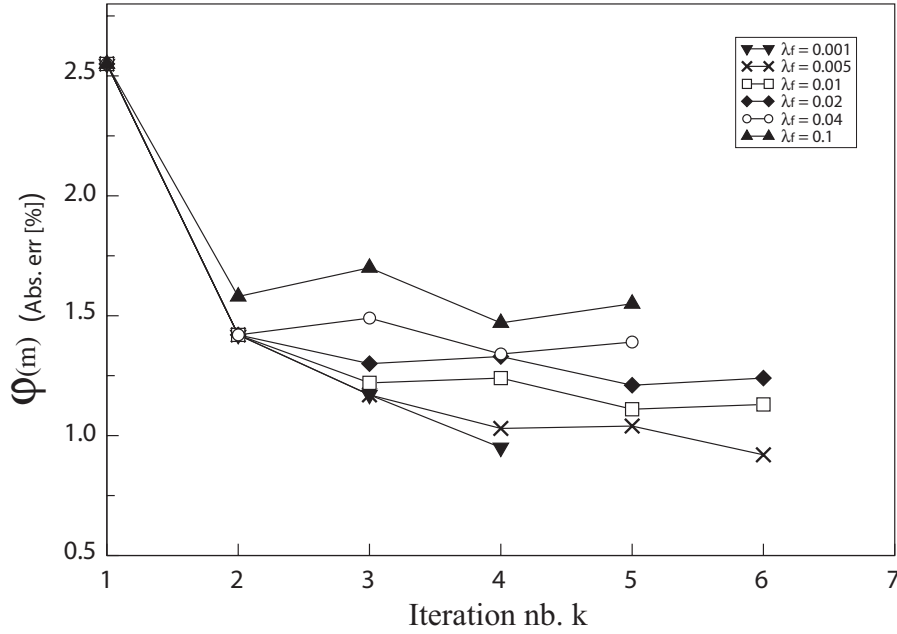


FIGURE III.8 – Evolution de la fonction objectif  $\varphi(m)$  en fonction du nombre d'itérations  $k$  pour l'inversion du pas de temps  $t_7$  de l'expérience 13, pour un maillage à 1026 cellules et un facteur d'acceptance de 0,001.  $\lambda_i = 0.1$  et  $\lambda_f = 0,001, 0,005, 0,01, 0,02, 0,04, 0,1$  pour ▼, □, ×, ◆, ○, ▲.

Lorsque  $\lambda_f = \lambda_i$ , les variations de  $\delta(m^k)$  sont très limitées entre chaque itération empêchant  $\varphi(m)$  de converger vers la solution la plus représentative des données. Au niveau des modèles cela se traduit par des contrastes lisses et un front de dispersion large (Fig.III.9.c) avec  $(D/R_f)/D_m = 24,3$ . A l'inverse, pour  $\lambda_f = 0,005$ , le degré de liberté appliqué sur  $\delta(m^k)$  est plus important permettant une convergence plus rapidement vers la solution qui nécessite 4 itérations pour

atteindre la solution optimale à  $\varphi(m)=0,95\%$ . Le front de dispersion modélisé est plus restreint, avec  $(D/R_f)/D_m = 2,8$  et les effets de bosses atténués précédemment par le facteur d'acceptance réapparaissent (Fig.III.9.a).

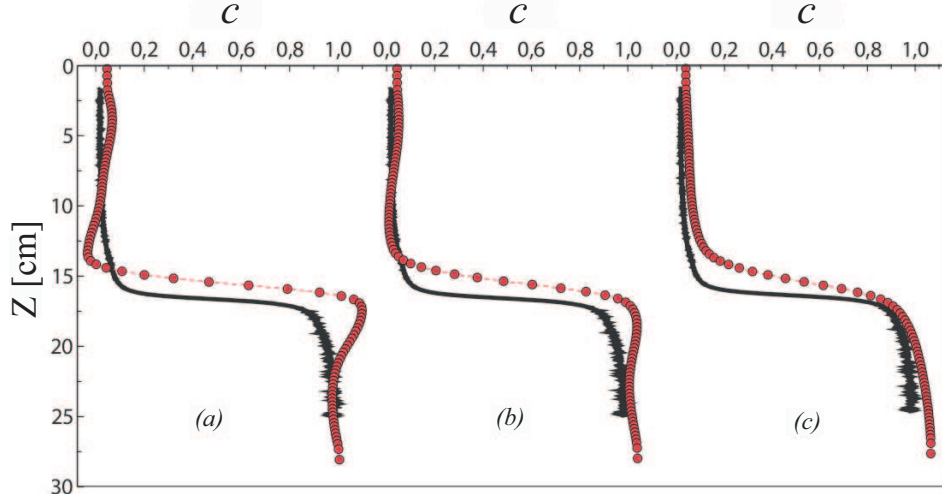


FIGURE III.9 – Variations verticales de la concentration relative  $c$  moyennées de  $x = 3,5$  à  $5,5\text{cm}$  ( $\circ$ ) au temps  $t_7 = 1854\text{ s}$ . Le facteur d'acceptance sur les paramètre est fixé à  $0,001$ ,  $\lambda_f = 0,001$  (a),  $\lambda_f = 0,02$  (b),  $\lambda_f = 0,1$  (c). La courbe noire est obtenue par l'analyse vidéo.

Sur la totalité du suivi de l'expérience 13, l'effet de  $\lambda$  sur le coefficient de dispersion dépend également de la position moyenne  $\bar{z}$  de la zone de mélange (Fig.III.10). A proximité de la zone d'injection, les valeurs de  $(D/R_f)/D_m$  sont relativement élevées puis diminuent progressivement, avec la montée du traceur, jusqu'à une valeur seuil qui dépend du  $\lambda_f$  choisi. En effet, pour les valeurs inférieures à  $0,01$   $(D/R_f)/D_m$  vaut approximativement  $20$  à  $t_4 = 927\text{ s}$  et se stabilise ensuite autour de  $(D/R_f)/D_m = 5$ . L'analyse vidéo montre une très légère tendance à la diminution avec la propagation du traceur où le coefficient de dispersion reste quasiment constant avec en moyenne  $(D/R_f)/D_m = 13,24$ .

Le rapport  $(D/R_f)/D_m$  des deux espèces ne peut être comparé pour une même expérience puisque leur nombre de Péclet est différent (Tab.III.1). En se référant à la courbe théorique de Bachmat (1968) sur la figure I.10, il est possible d'estimer les valeurs théoriques pour les nombres de Péclet correspondant, soit respectivement  $(D/R_f)/D_m = 6,5$  et  $14,5$  pour le NaCl dissout et le colorant. Ces valeurs sont représentées par les lignes tiretées et pointillées sur la figure III.10. Les valeurs les plus proches de la droite théorique pour  $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$  sont celles dont  $\lambda_f < 0,01$ , présentant les valeurs les plus faibles de la fonction objectif. Or que ce soit l'analyse vidéo ou les modèles ERT, les deux méthodes tendent à sous-estimer le coefficient de dispersion. Ces

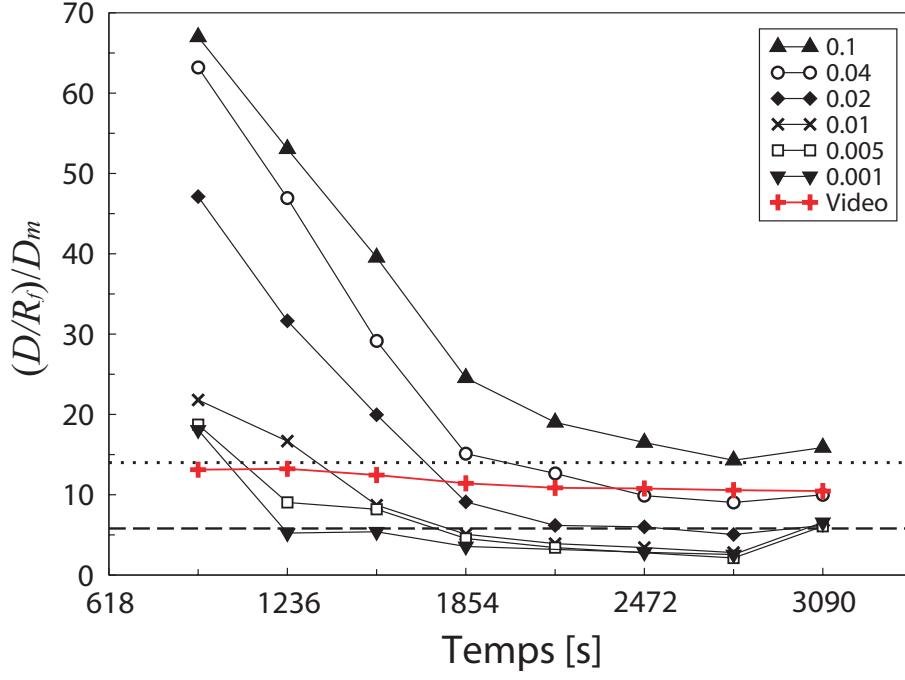


FIGURE III.10 – Coefficient de dispersion  $D/D_m$  déduit du suivi électrique de l'expérience 13 inversé avec le maillage à 1026 cellules (Fig.II.10.a) pour différentes valeurs de  $\lambda_f$ . (+) est l'estimation du suivi vidéo et  $\blacktriangledown, \square, \times, \blacklozenge, \circ, \blacktriangle$  sont respectivement  $\lambda_f = 0,001, 0,005, 0,01, 0,02, 0,04, 0,1$ . Les pointillés correspondent à la valeur théorique normalisée par rapport à  $R_f$  pour  $Pe=18,1$  tandis que pour la droite tiretée  $Pe=7,35$  d'après Bachmat (1968).

décalages s'expliquent par l'effet du retard  $R_f$  relatif à chacune des espèces dissoutes (Fig.III.3) qui limite la dispersion du traceur et dont la courbe théorique de Bachmat ne tient pas compte. Ainsi en normalisant les valeurs théoriques par les facteurs de retards moyens du NaCl ( $R_f = 1,2$ ) et du colorant ( $R_f = 1,5$ ), les rapports  $(D/D_m)/R_f$  calculés à partir de la vidéo et du NaCl correspondent à nos valeurs expérimentales.

Les nombres de Péclet les plus faibles auxquels cette étude est confrontée ( $Pe \geq 5$ ) correspondent au régime de dispersion pour lequel la dispersion géométrique  $\alpha \cdot u$  devient progressivement dominante devant la diffusion moléculaire  $\tau D_m$ . De plus, en supposant que l'échange entre les phases mobile et immobile est instantané, les résultats ERT peuvent être directement comparés aux résultats de l'analyse vidéo par rapport à la dispersivité  $\alpha$  indépendante du facteur retard. Les résultats de la figure III.10 sont exprimés en terme de dispersivité sur la figure III.11. La valeur moyenne de l'analyse vidéo  $\bar{\alpha} = 0,134$  mm est proche du diamètre moyen des petites billes et s'ajuste également avec les résultats issus des modèles ERT pour lesquels  $\lambda_f < 0,01$  et dont la fonction objectif est la plus faible.

Le débit à la pompe étant constant tout au long de chaque expérience, le coefficient de



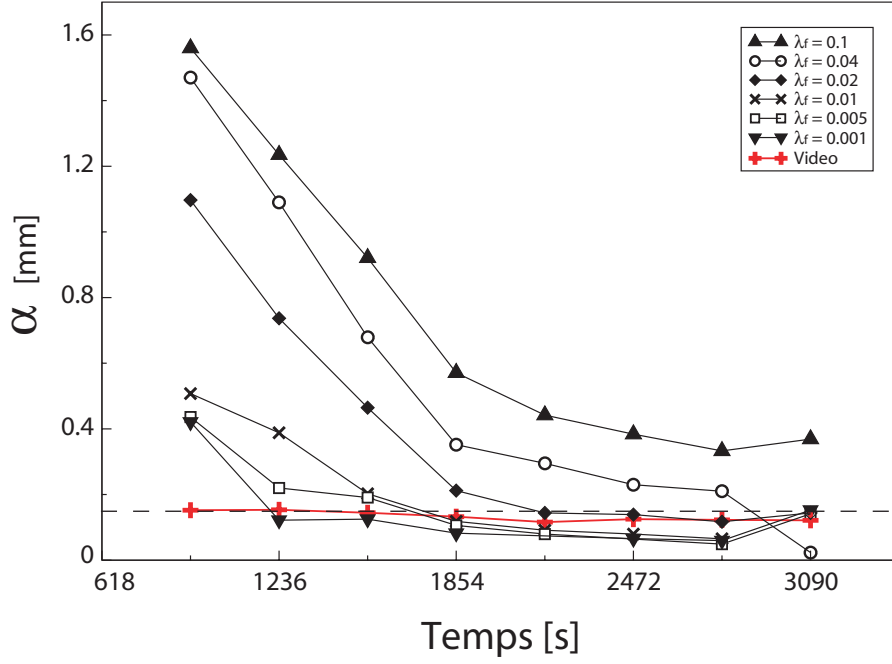


FIGURE III.11 – *Dispersivité  $\alpha$  en fonction du temps.*

dispersion  $D$  et la dispersivité  $\alpha$  doivent être théoriquement constant dans le temps (Fig.III.10 et Fig.III.11). Pour les estimations effectuées à partir des modèles ERT, plus  $\lambda_f$  est élevé plus l'amplitude des variations de  $(D/R_f)D_m$  entre le début et la fin de l'expérience est importante. La figure III.12 présente la distribution 2D de la sensibilité électrique relative du protocole de mesures acquis en dipôle-dipôle transverse pour chaque pas de temps de l'expérience 13. L'ensemble des sections est caractérisé par des valeurs de sensibilité élevées sur les cellules situées au contact des bords verticaux ( $S = 1,2$ ) tandis qu'elle est inférieure à 0,5, voire même tend vers 0 dans les parties supérieure et inférieure. La sensibilité électrique varie aussi avec la distribution des contrastes causés par la distribution des fluides dans le milieu. Ainsi pour les pas de temps où le milieu est saturé par le fluide clair initial et le traceur, respectivement représentés par les temps  $t_3$  et  $t_{12}$ , la distribution est homogène variant de 0,9 à 1,0 pour  $5 \leq z \leq 21$  cm. Pour les pas de temps intermédiaires, la présence du front de dispersion joue sur la distribution de la sensibilité électrique locale. Elle est plus élevée au contact de la partie inférieure du front ( $S \rightarrow 1,1$ ) alors qu'elle est plus faible sur la partie supérieure saturée par le fluide clair plus résistant ( $S \rightarrow 0,5$ ).

Suite à certains dommages collatéraux, l'électrode située au point  $(x = 8,5; z = 22,5)$  n'a pas pu être utilisée pour les mesures de certains suivi ERT, y compris l'expérience 13. Le nombre d'acquisitions est ainsi réduit de 210 à 190, où les 20 points supprimés se trouvaient essentiellement localisés dans la partie basse du milieu poreux. La densité des points de mesures étant localement plus faibles, non seulement la sensibilité électrique cumulée sur chaque cellule diminue mais cette

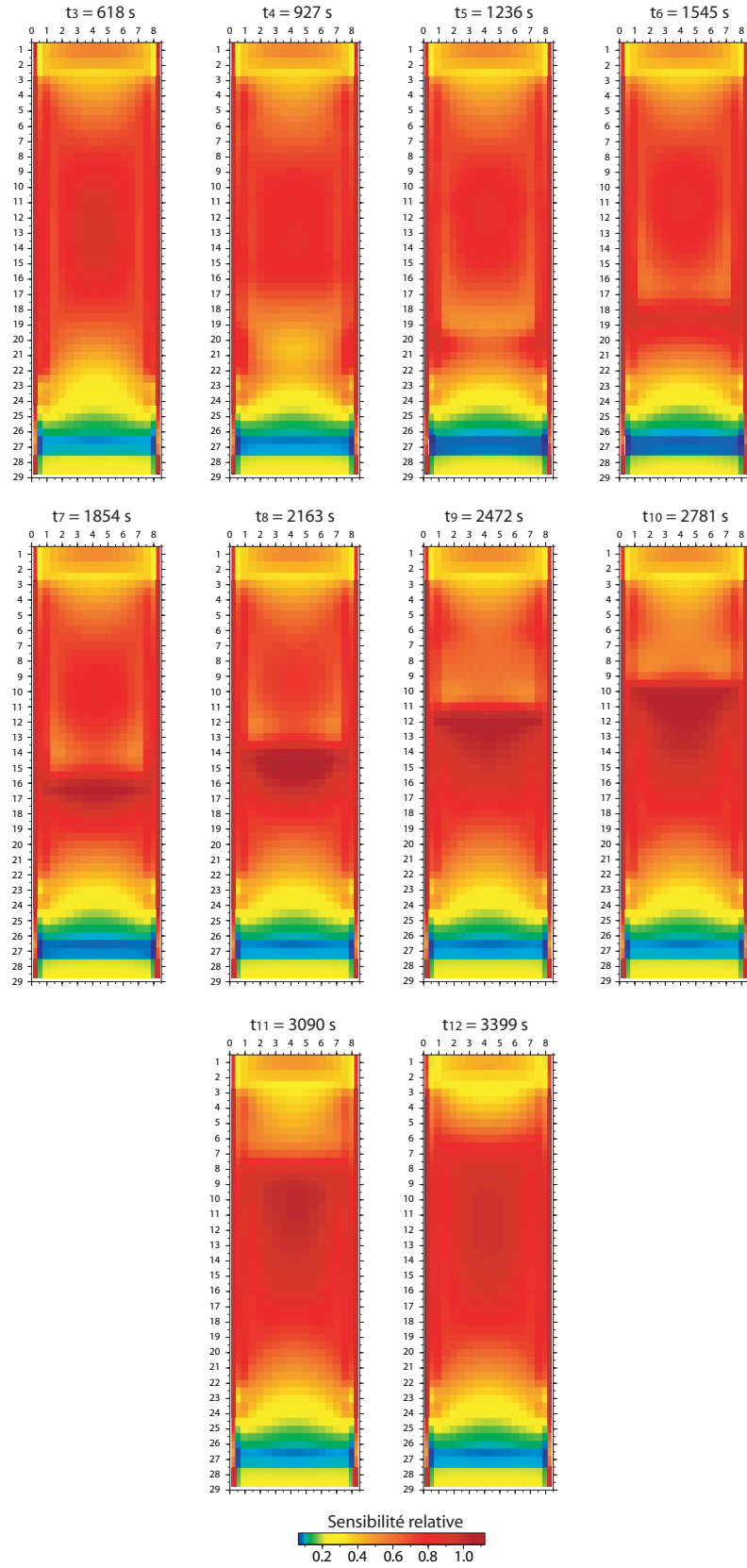


FIGURE III.12 – *Section 2D de la distribution de la sensibilité cumulée relative  $|S|$  pour chaque pas de temps de l'expérience 13.*

partie du modèle est moins contrainte par les données et se trouve par conséquent plus sensible au lissage produit par les valeurs les plus élevées du facteur d'amortissement  $\lambda$ . Ces effets sont également visibles sur la figure III.13 où l'évolution de la position moyenne du front de dispersion  $\bar{z}$  est exprimée en fonction de la dispersivité pour l'expérience 12. L'analyse vidéo présente des valeurs constantes avec la montée du traceur avec  $\bar{\alpha} = 0,15$  mm, alors que les résultats ERT ont la même tendance que l'expérience 13 de la figure III.11 pour les valeurs de  $\lambda_f$  associées. Il y a malgré tout une différence très nette entre les deux types de maillage. Les modèles ayant un maillage plus fin (3816 cellules) sont verticalement plus affectés par la zone de faible sensibilité située dans la partie basse du milieu poreux avec une diminution progressive de  $\alpha$ , contrairement aux modèles à 1026 mailles pour lesquels la dispersivité se stabilise à partir de  $\bar{z} = 15,5$  cm de la sortie.

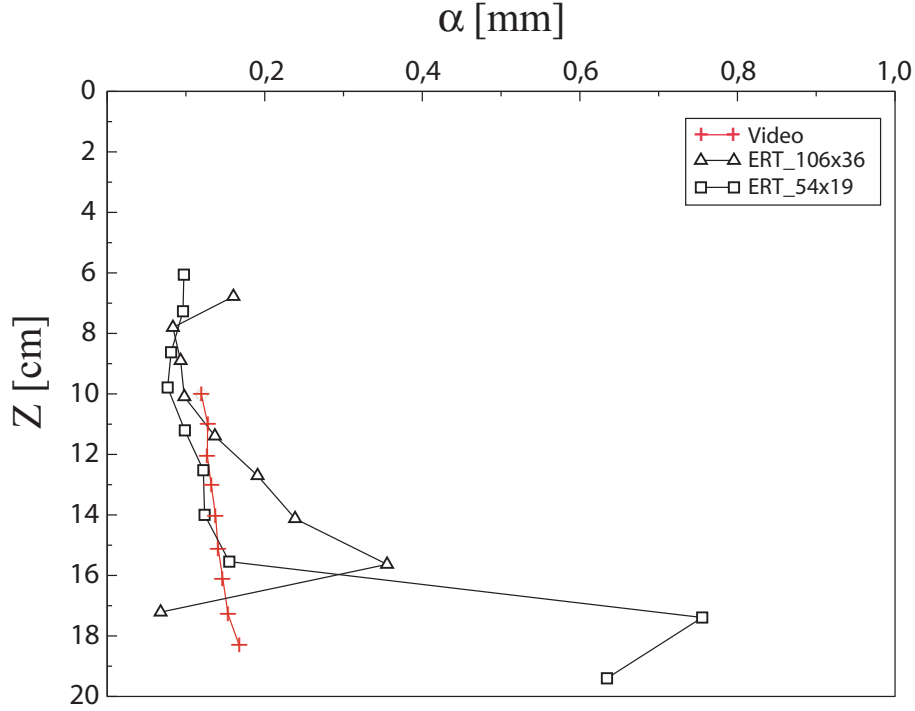


FIGURE III.13 – Evolution de la dispersivité  $\alpha$  en fonction de la position moyenne verticale  $\bar{z}$  pour l'expérience 12. Les modèles ERT sont produits pour un facteur d'acceptance de 0,001 appliqué sur les données,  $\lambda_i = 0,1$  et  $\lambda_f = 0,005$  pour les maillages à 1026 ( $\square$ ) et 3816 ( $\triangle$ ) cellules comparés aux résultats vidéo correspondants (+).

Afin d'évaluer l'influence de la contrainte appliqué par  $\lambda$  sur  $D$  et  $\alpha$  pour des expériences menées sur les grosses billes, les données de l'expérience 26 sont inversées pour différentes valeurs de  $\lambda_f$  en fixant  $\lambda_i$  à 0,1. Le facteur d'acceptance est fixé à 0,001 sur les paramètres, tandis que les données sont inversées à la fois pour une norme  $L_1$  puis pour une norme  $L_2$ . Les résultats sont ajustés par l'équation I.65 et représentés par le coefficient de dispersion normalisé  $(D/R_f)/D_m$

(III.14a) et la dispersivité  $\alpha$  (III.14b) en fonction du temps. Comme sur la figure III.20, les résultats ERT et de l'analyse vidéo sont légèrement sous-estimés par rapport à la valeur théorique du coefficient de dispersion normalisé. L'estimation du rapport  $(D/R_f)/D_m$  au cours du temps est toujours inférieure à la valeur théorique pour  $\lambda_f \leq 0,02$  ( $\triangle$ ) avec en moyenne  $(D/R_f)/D_m = 11$  sur l'ensemble du suivi contre 14,5 pour la valeur extraite de Bachmat (1968). Pour  $\lambda_f = 0,04$  la contrainte sur le vecteur de variation des paramètres  $\delta m^k$  est trop importante sur l'ensemble du suivi, provoquant une surestimation initiale et une diminution progressive du coefficient de dispersion. Sur la figure III.14b les mêmes résultats sont exprimés en terme de dispersivité  $\alpha$  afin de pouvoir comparer les résultats extraits des modèles ERT avec la vidéo par rapport à la valeur théorique correspondant approximativement au diamètre moyen des particules ( $420 \mu m$ ).

Bien qu'affranchi du facteur retard  $R_f = 1,3$  identique pour les deux espèces, les deux méthodes présentent un décalage avec en moyenne  $\bar{\alpha} = 0,39 \pm 0,1$  et  $\bar{\alpha} = 0,28 \pm 0,1$  respectivement pour le colorant (+) et le NaCl ( $\triangle$ ). Ces décalages entre les deux méthodes sont similaires à la figure III.11 correspondant aux mêmes conditions expérimentales mais pour un empilement de petites billes de verre.

L'inversion des données est fortement contrainte par l'application de normes  $L_1$  sur les données et les paramètres pour de faibles facteurs d'acceptance afin de limiter les instabilités inhérentes au faible nombre de mesures de chaque série temporelle. Dans ces conditions la modélisation est peu sensible aux dispersivités de cet ordre sous-estimés par rapport aux valeurs théoriques. Cet effet peut être en partie contrebalancé par les effets de lissage sur les modèles contrôlés par la matrice de rugosité  $R$  (Eq.I.30) ou bien en atténuant la résolution spatiale des modèles par des facteurs d'amortissement plus élevées  $\lambda_f$  ( $\blacksquare$ ) dont la convergence de  $\varphi(m)$  est plus limitée (Fig.III.14c).

L'application de facteurs d'acceptance plus élevés ou d'une norme  $L_2$  sur les données augmente le poids des écarts les plus importants. Les effets de bords dans la partie basse du milieu poreux ont plus d'influence sur l'ensemble du suivi électrique (Fig.III.14d). Ces effets contribuent donc à l'augmentation générale des dispersivités, mais augmentent également l'écart à la moyenne où  $\bar{\alpha}$  varie en moyenne de  $0,42 \pm 0,21$  à  $0,73 \pm 0,3$  sur toute la gamme des  $\lambda_f$  choisi (Fig.III.14e).

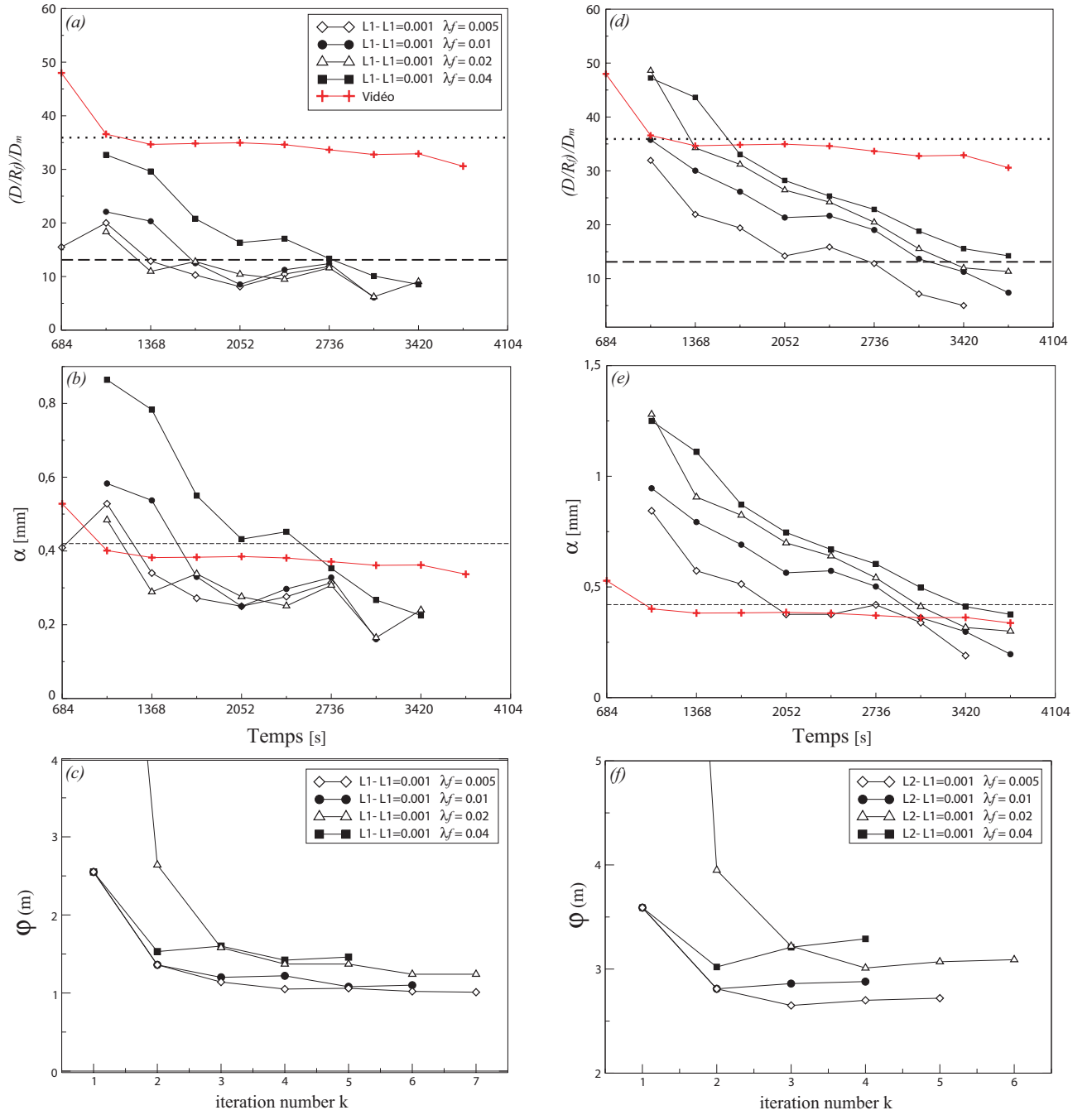


FIGURE III.14 – *Expérience 26 : Evolution du rapport  $(D/R_f)/D_m$  (a), de la dispersivité  $\alpha$  (b) au cours du temps et convergence de la fonction objectif  $\varphi(m)$  à  $t_8$  (c) pour différentes valeurs du facteur d'amortissement final  $\lambda_f$  en appliquant une norme  $L_1$  sur les données et les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,001. Les données sont également inversées à partir d'une norme  $L_2$  sur les données et  $L_1$  sur les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,001 (d), (e) et (f).*

### III.1.3.3 Conclusion

La résolution temporelle a été optimisée sur le suivi du front de dispersion au détriment du nombre de mesures et de la résolution spatiale. Ainsi le nombre réduit de données par rapport au nombre de valeurs de résistivité électrique rend les modèles très sensibles au développement d'artéfacts locaux, notamment dans les zones de faible sensibilité électrique, localisés à proximité de la zone d'injection, à la sortie du milieu ainsi que sur la partie supérieure du front de dispersion. Ces zones sont donc plus spécialement sujettes au surlissage lorsque les contrastes de résistivité sont localement importants et le maillage plus fin. Ces effets peuvent tout de même être atténués par l'application d'une norme  $L_1$  sur les vecteurs des données et des paramètres avec de faibles valeurs pour le facteur d'acceptance et le coefficient d'amortissement final  $\lambda_f$ . Toutefois, des valeurs trop faibles contraignent trop la modélisation et créent des artéfacts à l'avant et à l'arrière du front de dispersion. Dans ces conditions, il est nécessaire de trouver le bon compromis entre chacun des paramètres, ou encore d'augmenter le nombre de mesures par pas de temps au détriment de la résolution temporelle afin de récupérer des valeurs de  $\alpha$  et  $(D/R_f)/D_m$  plus représentatives de l'état dispersif du front de mélange du traceur.

### III.1.4 Le rôle des propriétés des fluides et des propriétés d'écoulement sur l'estimation du coefficient de dispersion $D$ (ou de la dispersivité $\alpha$ )

Les résultats précédents mettent l'accent sur le rôle des paramètres d'inversion 2D sur le suivi du front de dispersion vertical au sein du milieu poreux en considérant des fluides et des conditions d'écoulement fixes. Cette partie est focalisée sur la réponse des modèles ERT quant à l'estimation du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  ou de la dispersivité  $\alpha$  pour différentes conditions d'écoulement. Les données ERT sont inversées suivant le jeu de paramètres optimaux évalués d'après les résultats précédents. Le type de maillage utilisé correspond au maillage dit "grossier" à 1026 cellules (Fig.II.10a) présentant l'avantage de minimiser le temps de calcul et de contraindre relativement plus l'estimation des valeurs de résistivité au niveau du front de dispersion par rapport au maillage dit "fin" à 3816 cellules. La modélisation est également contrainte en appliquant une norme  $L_1$  sur les données et les paramètres où le facteur d'acceptance est fixé à 0,05 et 0,005 respectivement sur les données et les paramètres pour atténuer l'amplitude des artéfacts.  $\lambda_f = 0,01$  est choisi tel que la valeur moyenne de  $(D/R_f)/D_m$  sur le suivi soit la plus en accord avec la valeur théorique de Bachmat (1968) et donnant des valeurs de  $\alpha$  proches de celles mesurées pour le colorant.

### III.1.4.1 Influence du contraste de conductivité des fluides

Vanderborght et al (2005) démontrent à partir d'une étude numérique que l'inversion des données ERT par des méthodes de contraintes de lissage peut être utilisée pour caractériser quantitativement les processus de transport. Néanmoins, les processus de transport estimés à partir de ces modèles et leur résolution spatiale dépendent essentiellement du rapport signal/bruit, de la configuration des électrodes et des contrastes de résistivité des modèles. Il a été montré précédemment que pour les mesures effectuées en dipôle-dipôle transverse, les contrastes de conductivité à l'interface entre les deux fluides contribuent à diminuer localement la sensibilité électrique au dessus du front de dispersion, tandis qu'elle est renforcée dans la partie inférieure de la zone de mélange (Fig.III.12). La figure III.15 présente l'évolution du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  et de la dispersivité associée  $\alpha$  en fonction du contraste de conductivité  $(\sigma_1 - \sigma_0)/\sigma_1$  entre les deux fluides pour les expériences 5 à 9 et l'expérience 13 (Tab.III.1). Chaque valeur représente la moyenne lorsque le palier est atteint au cours de l'expérience considérée (Fig.III.10 et Fig.III.11), et les barres d'erreurs représentent l'écart à la moyenne sur l'ensemble du suivi. La vitesse interstitielle imposée par la pompe  $u$  et le contraste de densité  $\Delta\rho$  sont constants et identiques pour toutes les expériences.

Les résultats mettent en évidence que l'estimation de la dispersion du traceur n'est pas sensible au contraste de conductivité entre les fluides. Ces observations sont théoriquement attendus pour le colorant dont le suivi vidéo est totalement indépendant. Ainsi la dispersivité moyenne est de  $\alpha = 0,15$  mm soit une valeur  $(D/R_f)/D_m = 14$  cohérente avec la courbe de Bachmat (1968) en tenant compte de l'effet de retard auquel est soumis le colorant. Même si les mesures électriques sont dépendantes de la distribution de la conductivité électrique des fluides, les modèles ERT ne sont pas sensibles aux contrastes de conductivité de cet ordre. En moyenne  $(D/R_f)/D_m = 5$ , correspondant également à la valeur attendue pour  $Pe = 7,35$  en considérant le facteur retard du NaCl  $R_f = 1,2$ , et dont la dispersivité moyenne associée vaut  $\alpha = 0,13$  mm. L'estimation de  $\alpha$  par l'ERT est légèrement plus faible que celle de l'analyse vidéo. Au regard des barres d'erreurs, cette différence est négligeable et s'explique par la relation non linéaire entre  $D$  et  $u$  au niveau de la zone de transition, où la dispersion géométrique devient dominante devant la diffusion moléculaire (Fig.I.10).

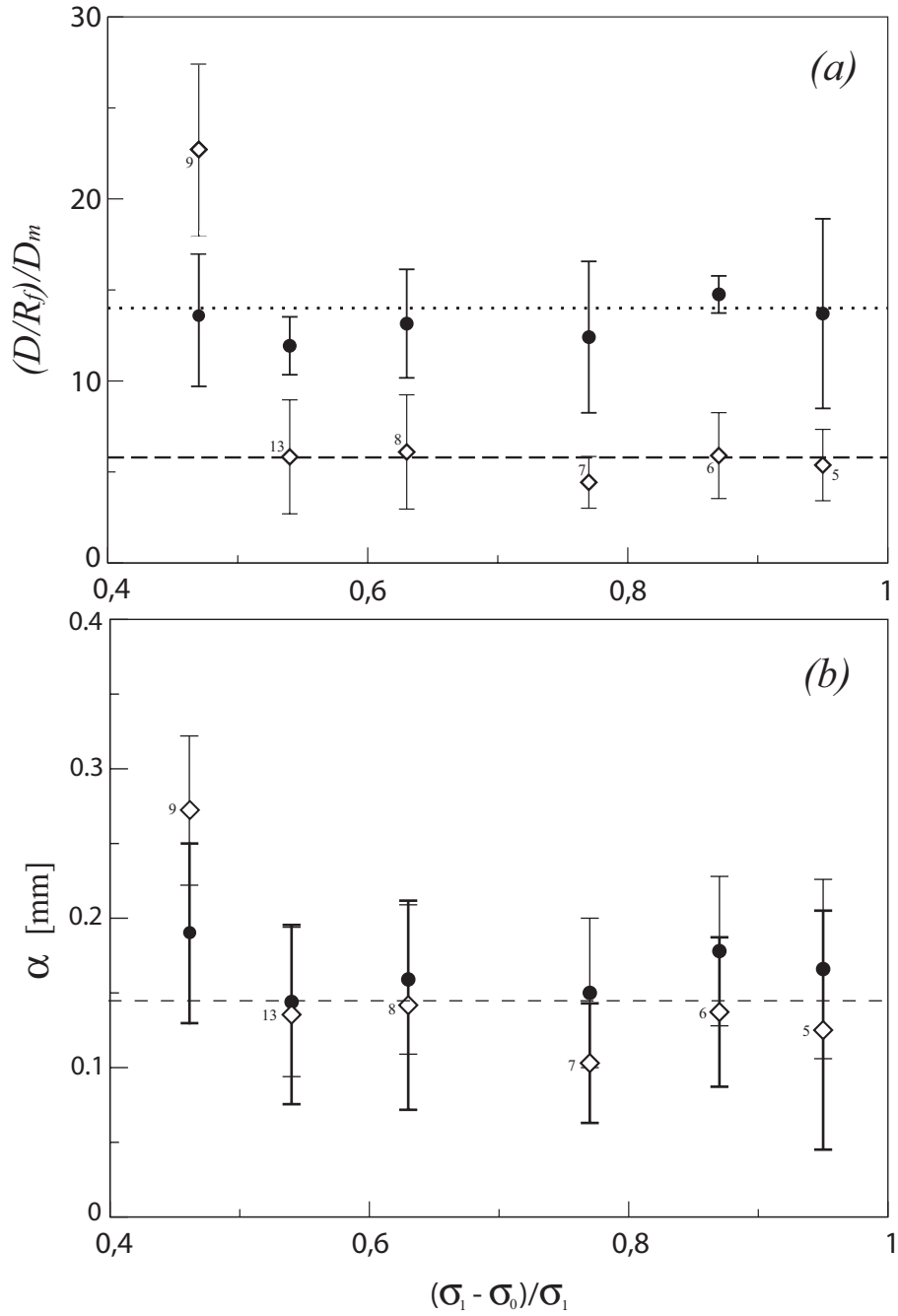


FIGURE III.15 – (a)  $(D/R_f)/D_m$  et (b)  $\alpha$  exprimés en fonction du contraste de conductivité entre le traceur ( $\sigma_1$ ) et le fluide clair initial ( $\sigma_0$ ). (●) sont déduit de l'analyse vidéo et (◇) à partir des modèles ERT pour les expériences 5 à 9 et 13. Les lignes en pointillés et en tiret sont les valeurs théoriques d'après Bachmat (1968) corrigées par le facteur de retard  $R_f$ .



### III.1.4.2 Effets gravitaires sur le coefficient de dispersion $D$

De nombreuses études (Menant et Woods, 2005 ; Flowers et Hunt, 2007 ; D'Angelo et al, 2008) sur les processus d'écoulement en milieux poreux ont démontré que les contrastes de densité entre les fluides peuvent accentuer ou limiter la dispersion des solutés suivant la configuration stable ou instable entre les fluides (Fig.I.12). Toutes nos expériences sont menées avec des fluides miscibles et de même viscosité tel que le rapport de mobilité  $M = 1$ . La figure III.16 présente le rapport  $(D/R_f)/D_m$  en fonction du nombre de gravité  $N_g$  (Eq.I.47), considérant l'ensemble des expériences réalisées en injection continue sur un milieu poreux formé à partir d'un empilement de petites billes (146  $\mu\text{m}$ ).

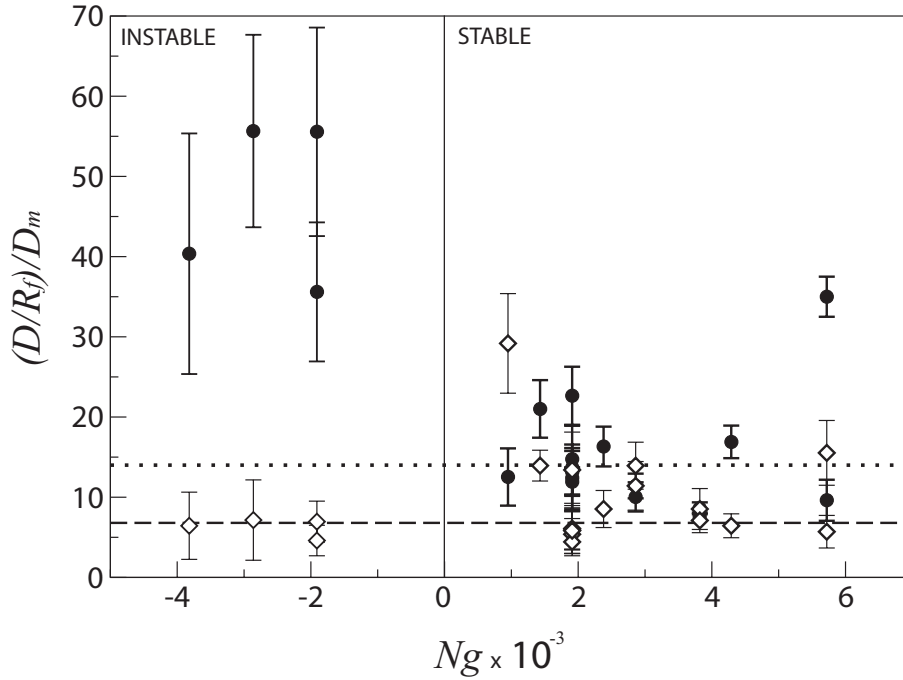


FIGURE III.16 –  $(D/R_f)/D_m$  exprimé en fonction du nombre de gravité  $N_g$  pour différentes expériences menées sur un milieu poreux formé par un empilement de petites billes. (●) sont déduits de l'analyse vidéo et (◇) à partir des modèles ERT.

Le nombre de gravité  $N_g$  s'étale sur une gamme de  $-4.0$  à  $6.0 \times 10^{-3}$  dont les variations sont uniquement dépendantes du changement du contraste de densité  $\Delta\rho = (\varrho_1 - \varrho_0)$ . Les suivis électriques ne semblent pas sensibles à la variation de  $N_g$  où  $(D/R_f)/D_m$  est compris entre 6 et 16, excepté pour l'expérience 15 qui donne  $(D/R_f)/D_m = 30$ .

Les suivis vidéo présentent une tendance décroissante avec l'augmentation de  $N_g$ . Cette évolution est clairement divisée en deux avec d'un côté les fronts instables où  $35 < (D/R_f)/D_m < 55$  et de l'autre les configurations stables avec  $10 < (D/R_f)/D_m < 25$ . Les barres d'erreurs des coefficients

de dispersion calculés à partir des fronts instables sont beaucoup plus importantes et très éloignés des valeurs correspondante de l'ERT bien que leur nombre de Péclet soit différent.

A l'inverse des expériences menées en configuration stable, le milieu poreux est initialement saturé par un fluide dense coloré de conductivité  $\sigma_1$  dans lequel est injecté un fluide clair plus léger de conductivité  $\sigma_0$ . Dans ces conditions, le décalage entre l'ERT et la vidéo s'explique par un comportement différent du front de dispersion du colorant et du NaCl dissous (Fig.III.17). Bien que les concentrations soient inférieures à 0 au dessus du front ERT, les points sont bien ajustés par la solution de l'équation de transport appliquée pour une injection continue de traceur (Eq.I.65). En revanche, concernant le suivi du colorant le front est plus étalé autour de la position moyenne  $\bar{z}$ .

Dans le modèle développé dans la partie I.4.3, nous supposons un temps d'échange très rapide entre les phases mobiles et immobiles avec une concentration piégée proportionnelle à la concentration dans le fluide. Dans ces conditions, au passage du fluide clair la phase immobile ne doit plus contenir de colorant. L'étalement est causé par le retard du colorant, les concentrations ne peuvent donc pas être ajustées par la fonction erf de la solution I.65 qui dans le cas présent surestime la dispersion. La partie supérieure du front est également sujette à un pic de concentrations négatives de plus faible amplitude mais localisé au même endroit que sur les données des modèles ERT. Ce pic qui s'accroît avec la montée du traceur est une zone où le colorant provenant de la partie inférieure s'accumule à l'amont du front au contact du milieu déjà saturé par le colorant initialement présent. Cette observation laisse à penser que s'il en est de même pour le NaCl, l'effet de bombement présent sur le modèle ERT associé ne serait pas uniquement fonction de la faible sensibilité électrique locale mais également en partie causés par de l'accumulation de sel au dessus du front.

Ces résultats sont confirmés par la figure III.18 qui présente l'ajustement des variations verticales des concentrations pour le pas de temps  $t_8 = 2394$  s de l'expérience 27 ((□) configuration instable). Elle est identique à l'expérience 21 excepté le diamètre moyen des billes qui passe à 420  $\mu m$ , faisant varier les nombres de Péclet du NaCl de 7,35 à 22,66. Contrairement à l'expérience 21 qui laisse apparaître un pic de rétention du colorant à l'avant du front (Fig.III.17a), les empilements de grosses billes limitent la rétention du colorant avec un facteur retard  $R_f = 1,3$  relativement plus faible. Les ajustements des résultats ERT, qui ont été inversés dans les deux cas à partir du même jeu de paramètres, présentent un comportement identique avec le même bombement à l'avant du front étant la réponse d'une sensibilité électrique locale plus faible (Fig.III.12). Les valeurs de  $(D/R_f)/D_m$  de 6,3 et 5,2 sont relativement proches bien que leur nombre de Péclet respectifs diffèrent de presque un ordre de grandeur.

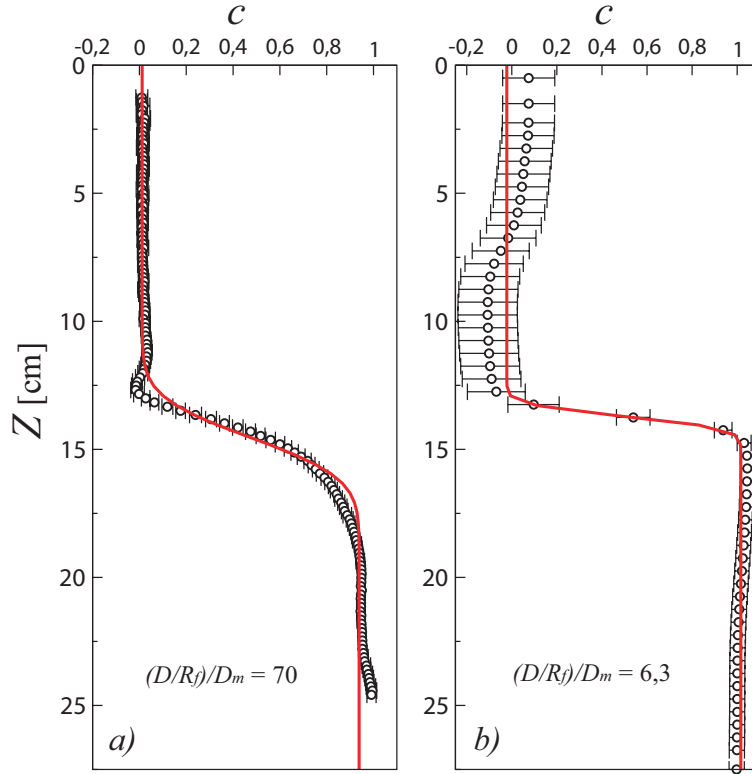


FIGURE III.17 – Variations verticales de la concentration relative en traceur (cercles) ajustée par la solution de l'équation de transport pour une injection continue (courbe rouge) en configuration instable pour l'expérience 21. a) d'après le suivi vidéo, b) d'après les modèles ERT.

Hormis pour les points dont il vient d'être discuté, les rapports  $(D/R_f)D_m$  évalués pour les séries de suivi ERT et vidéo associés sont distribués autour de leur valeur théorique respective considérant le retard pour  $Pe=7.35$  et  $Pe=18.10$  (Fig. III.16). Les effets gravitaires n'affectent donc pas la dispersion pour nos conditions expérimentales. Ces résultats sont en accord avec les observations de Flowers et Hunt (2007), où pour des conditions similaires, il n'y pas d'influences de  $\Delta\rho$  sur le coefficient de dispersion lorsque  $|N_g| < 1$ .

### III.1.4.3 Influence du débit sur la mesure de la dispersion

Afin de tester la robustesse de la modélisation ERT sur l'estimation du coefficient de dispersion, nous nous intéressons maintenant à la réponse des modèles pour différentes vitesses moyennes  $u$  imposées dans les pores et différentes tailles de particules  $d$ . Les paramètres d'inversion sont identiques pour chaque série de mesures et correspondent à ceux déterminés dans la section précédente. Néanmoins, pour évaluer l'impact du maillage sur la dispersion suivant le débit imposé à la pompe, les données sont dans un premier temps inversées avec le maillage grossier

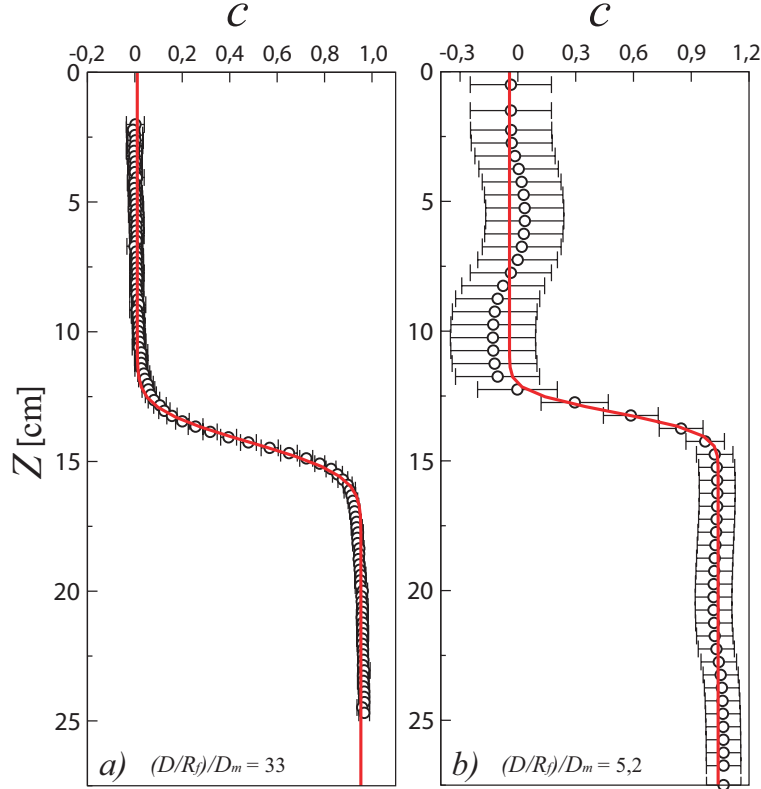


FIGURE III.18 – Variations verticales de la concentration relative en traceur (cercles) ajustées par la solution de l'équation de convection-dispersion (courbe rouge) en configuration instable pour l'expérience 27 où  $k^* = 1,3 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ . a) d'après le suivi vidéo, b) d'après les modèles ERT.

( $\diamond$ ) à 1026 cellules et le maillage fin ( $\triangle$ ) à 3816 cellules. La figure III.20 présente la dispersivité  $\alpha$  et le coefficient de dispersion normalisé  $(D/R_f)/D_m$  pour les expériences 11 à 15, réalisées selon la même conductivité des fluides et un nombre de gravité identique mais pour différents débits imposés par la pompe (Tab.III.1). Les gammes du nombre de Péclet considérées pour les deux espèces sont différentes avec  $2.45 < Pe < 18.10$  et  $6.03 < Pe < 30.17$  respectivement pour le NaCl dissout et le colorant. Les rapports  $(D/R_f)/D_m$  obtenus pour les deux types de maillage et l'analyse vidéo suivent la même tendance croissante que la courbe théorique de Bachmat (1968). Les coefficients de dispersion calculés à partir de l'analyse vidéo ( $\blacklozenge$ ) s'ajustent avec la courbe théorique, et les valeurs de dispersivité associées augmentent légèrement avec le nombre de Péclet par rapport à la valeur moyenne déduite du diamètre moyen des particules  $\bar{\alpha} = 0,16 \pm 0,05 \text{ mm}$ . Les estimations déduites des modèles ERT sont quant à elles toujours légèrement surestimées. Les deux types de maillage ne présentent pas de différences significatives en terme de coefficient de dispersion. Les valeurs de dispersivité croissent avec le nombre de Péclet et sont décalées verticalement de 0,1 mm pour les deux types de maillage. Les valeurs moyennes sont respectivement  $\bar{\alpha} = 0,20 \pm 0,07$  et  $\bar{\alpha} = 0,31 \pm 0,12$  pour les maillages grossiers ( $\diamond$ ) et fins ( $\triangle$ ).

L'inversion de données ERT basée sur des contraintes de lissage tend à réduire la résolution spatiale et à lisser les contrastes au niveau des interfaces à fort contraste de résistivité. Les paramètres d'inversion sont fixés pour limiter ce surlissage mais n'empêchent pas une légère surestimation par rapport à la courbe théorique. La correction de la dérive temporelle des mesures (Eq.II.6) suppose en première approximation que l'épaisseur du front de dispersion  $\omega$  évolue linéairement dans le temps. Or pour les débits les plus importants, la croissance de la zone de mélange entre chaque pas de temps devient importante, créant un biais dans le recalcul des valeurs de résistivité apparente. Cette approximation peut être à l'origine de modèles ERT où le front de dispersion est surestimé. Cependant, les dispersivités de l'analyse vidéo présentent la même tendance ce qui justifie dans ce cas un biais dans le fonctionnement du montage expérimental. Cette augmentation est liée à l'augmentation du débit imposé par la pompe qui favorise certainement les écoulements sur les bords, ou encore un réarrangement des grains, puisqu'il correspond à des débits proches voire supérieurs au débit de sédimentation des particules les plus fines.

La figure III.20 répertorie les dispersivités et les coefficients de dispersion normalisés des suivis menés dans des conditions stables ou instables, pour des empilements de petites billes et de grosses billes de verre. Les valeurs du rapport  $(D/R_f)/D_m$  sont déterminées à partir de modèles ERT produits avec le même protocole d'inversion pour un maillage à 1026 cellules. Les coefficients de dispersion pour les situations instables sur les petites billes ( $\nabla$ ) ont des  $N_g$  différents, mais sont dans l'ensemble très proches de la courbe théorique. Ces résultats concordent avec les interprétations précédentes puisque les contrastes de densité sont trop faibles pour influencer la dispersion. Les résultats d'analyse vidéo correspondant à ces fronts ( $\blacktriangledown$ ) sont sur-évalués (voir figure III.16). Cette augmentation est attribuée au piégeage du colorant à l'avant du front et dans la zone saturée par le traceur transparent qui limite sa dispersion et contribue à la formation d'une interface plus épaisse avec  $35 < (D/R_f)/D_m < 60$  comme le montre la figure III.17. Malgré cet effet, ces résultats restent très proches de la courbe théorique comparés aux études précédentes répertoriées sur la figure I.10.

Toutes les expériences réalisées à partir des grosses billes présentent des coefficients de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  et des dispersivités relatives  $\alpha/d$  plus faibles que celles réalisées à partir des petites billes, mais restent malgré tout très proches des valeurs théoriques. Ces différences pourraient être causées par le dispositif expérimental, puisque les analyses ERT et vidéo montrent les mêmes tendances. Des expérimentations supplémentaires doivent donc être réalisées pour différentes tailles de billes et à différents débits afin de calibrer ces effets.

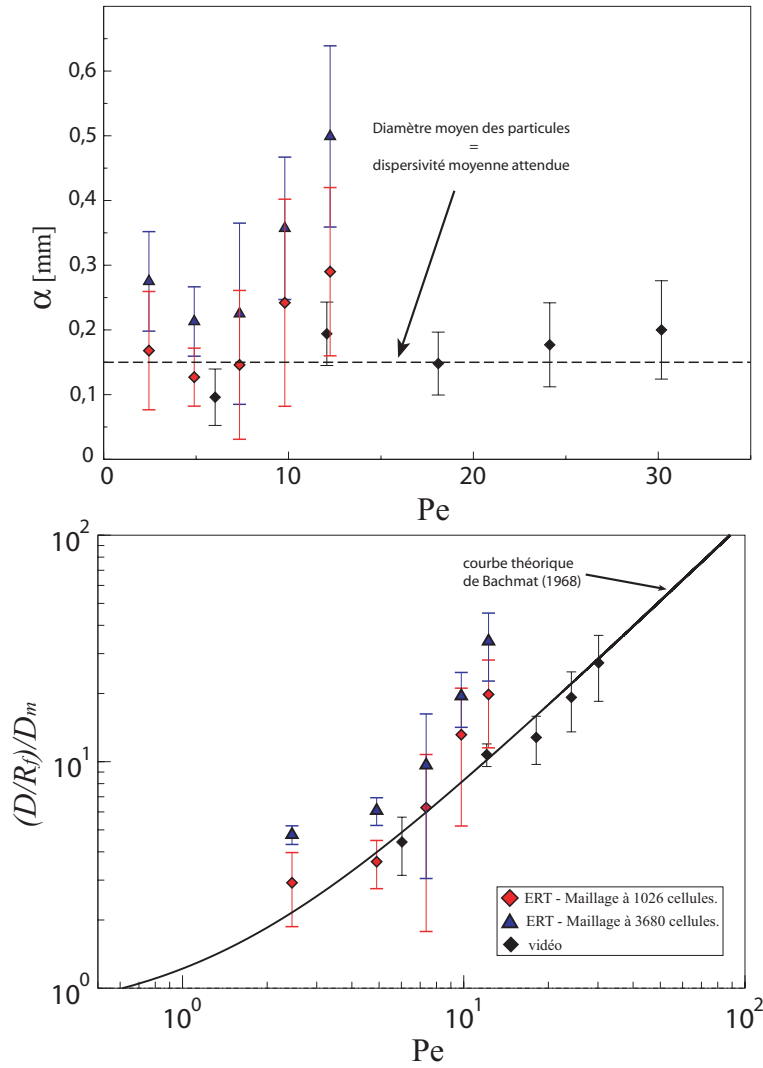


FIGURE III.19 – Coefficients de dispersion et dispersivités calculés à partir des deux types de maillages pour les expériences 11 à 15 réalisées à différents débits. La ligne continue représente les valeurs théoriques de Bachmat (1968).

#### III.1.4.4 Conclusion

Les gammes de contrastes de conductivité des fluides, et de stabilité de l'interface créés par la différence de densité entre les fluides testés ici n'a pas d'influences significatives sur la dispersion qui est dominée par le débit à la pompe. Les estimations du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  exprimé en fonction du nombre de Péclet sont cohérentes avec la courbe théorique de Bachmat (1968). Cependant les valeurs de dispersivité montrent une augmentation de  $\alpha$ , pour les vitesses d'écoulement les plus élevées. Ce comportement est probablement provoqué par des écoulements plus importants sur les bords ou par la mise en suspension des particules les plus fines.

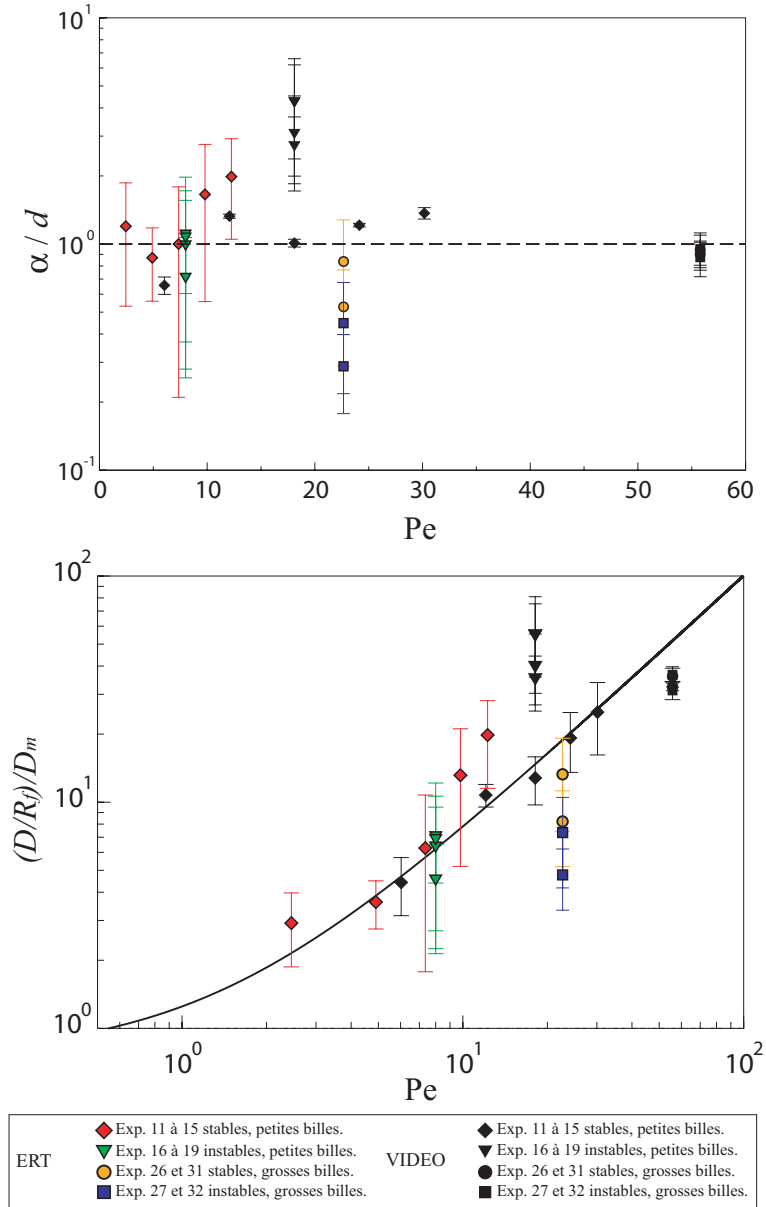


FIGURE III.20 – Coefficients de dispersion et dispersivités normalisés, calculés pour les configurations stables et instables pour les expérimentations réalisées sur des empilements de petites et de grosses billes.

### III.2 Injection instantanée

Cette étude a été jusqu'ici limitée à des injections continues en traceur dans le milieu poreux. Nous nous intéressons à présent à des conditions d'injection instantanées. Le comportement de la modélisation électrique est plus complexe puisqu'il s'agit en plus de tenir compte de l'évolution des concentrations au niveau du centre de masse du panache et de caractériser le coefficient de dispersion transverse à l'écoulement.

Le tableau III.2 répertorie les expérimentations numérotées de 33 à 40 au cours desquelles un volume de traceur coloré est injecté dans le milieu initialement saturé par un fluide clair, moins dense, et dont la concentration  $[NaCl]_0$  est toujours inférieure à  $[NaCl]_1$ , la concentration du traceur coloré. Tous les tests sont réalisés sur des empilements de grosses billes de 420  $\mu m$  de diamètre moyen afin de minimiser les phénomènes de retard.

<i>Exp.</i> <i>n°</i>	$[NaCl]_0$ <i>g.L<sup>-1</sup></i>	$\sigma_0$ <i><math>\mu S.cm^{-1}</math></i>	$[NaCl]_1$ <i>g.L<sup>-1</sup></i>	$[dye]_1$ <i>g.L<sup>-1</sup></i>	$\sigma_1$ <i><math>\mu S.cm^{-1}</math></i>	$Q$ <i>mL.min<sup>-1</sup></i>	$Vol$ <i>mL</i>	$N_g \times 10^{-3}$ <i>/</i>	$Pe_{NaCl}$ <i>/</i>	$Pe_{dye}$ <i>/</i>
33	0.3	645	1.15	0.05	2360	1.5	13.8	38.47	21.15	52.06
34	0.3	630	0.75	0.05	1583	0.75	11.5	42.74	10.58	26.04
35	0.3	630	0.75	0.05	1583	1.5	11	21.37	21.15	52.06
36	0.3	630	0.75	0.05	1583	3.0	11	10.69	42.26	104.03
37	0.3	638	0.75	0.05	1583	0.75	11	42.74	10.58	26.04
38	0.3	638	0.75	0.05	1583	1.5	11	27.37	21.15	52.06
39	0.3	638	0.75	0.05	1583	2.0	11	16.03	28.19	69.39
40	0.3	638	0.75	0.05	1583	3.0	11	10.69	42.26	104.03

TABLE III.2 – *Expérimentations réalisées en injection instantanée.  $[NaCl]_0$  et  $[NaCl]_1$  sont respectivement les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré.  $[dye]$  est la concentration en colorant.  $\sigma_0$  et  $\sigma_1$  sont les conductivités électriques des deux fluides résultants.  $Q$  est le débit moyen dans les pores imposé par la pompe. La différence de densité entre les deux fluides est fixée à  $\Delta\rho = 0,5$ ,  $N_g$  est le nombre de gravité et  $Pe$  le nombre de Péclet.*

### III.2.1 Injection d'une bande de traceur

#### III.2.1.1 Description qualitative du suivi du traceur

Au cours de l'expérience 33, l'injection est effectuée sur toute la largeur de la section poreuse  $S$  (Fig.II.1) pendant un laps de temps  $\Delta t$ . Un volume de traceur  $V = 13,8$  mL est injecté, l'écoulement est ensuite stoppé environ 20 s correspondant au temps nécessaire pour changer le fluide contenu dans le réservoir (Fig.II.1), puis la pompe est relancée par réinjection de fluide clair sous la bande colorée.

La figure III.21 présente les sections 2D des modèles ERT et de l'analyse vidéo sur chaque pas de temps du suivi temporel espacé de 342 s de  $t_3 = 684$  s à  $t_{13} = 4104$  s. L'acquisition des données ERT est similaire à la partie précédente où chaque pas de temps est constitué d'une série de 210 points de mesures réalisées en dipôle-dipôle transverse du bas vers le haut de la cellule. Les données sont ensuite normalisées à partir de la loi de Archie par l'équation II.7 et inversées selon le même protocole décrit dans le paragraphe II.3.1.



Les valeurs les plus faibles des contrastes de résistivité modélisés sont localisés au niveau du centre de masse de la bande de traceur avec des valeurs minimum autour de  $14 \Omega.m$ , tandis que les parties supérieure et inférieure saturées par le fluide clair ont des valeurs maximum de  $70 \Omega.m$ . Les contrastes de résistivité caractérisant les deux fronts apparaissent distinctement à partir de  $t_6 = 1710$  s pour s'atténuer à proximité de la sortie à  $t_{13} = 4104$  s. Sur les images vidéo, le colorant est nettement visible dès  $t_4 = 1026$  s. Le panache présente une forme courbe avec une amplitude qui s'accroît avec la montée du traceur et dont les variations latérales augmentent à proximité des parois de la cellule. Ces effets sur le coefficient de dispersion  $D$  et la vitesse interstitielle  $u$  ont été caractérisés au cours du chapitre II à partir des figures II.6 et II.5 pour une injection continue de traceur effectuée sur le même type d'empilement. La courbure du front de dispersion influence faiblement les valeurs de  $D$  et  $u$  qui augmentent avec la largeur  $\Delta x$  sur laquelle les concentrations en colorant sont moyennées. Ces variations, qui restent faibles malgré tout, influençant également l'estimation de la position moyenne du centre de masse du panache de colorant  $\bar{z}$ .

L'évolution temporelle de la distribution des contrastes de résistivité associés suit le centre de masse du panache de colorant de l'analyse vidéo avec cependant une distribution verticale des contrastes plus large. La courbure du front est moins prononcée que sur les images vidéo et essentiellement présente sur la partie inférieure des contrastes de résistivité associés au panache sur les pas de temps  $t_6$  à  $t_9$ , pour ensuite disparaître à partir de  $t_{10}$ . La figure III.16 montre que les ordres de grandeur du nombre de gravité  $N_g$  des expériences répertoriées dans les tableaux III.1 et III.2 ont des effets négligeables sur la dispersion du traceur. Les fronts supérieur et inférieur du panache, respectivement stable et instable, doivent théoriquement présenter un étalement des contrastes de résistivité similaire et être caractérisés par un coefficient de dispersion  $D$  identique.

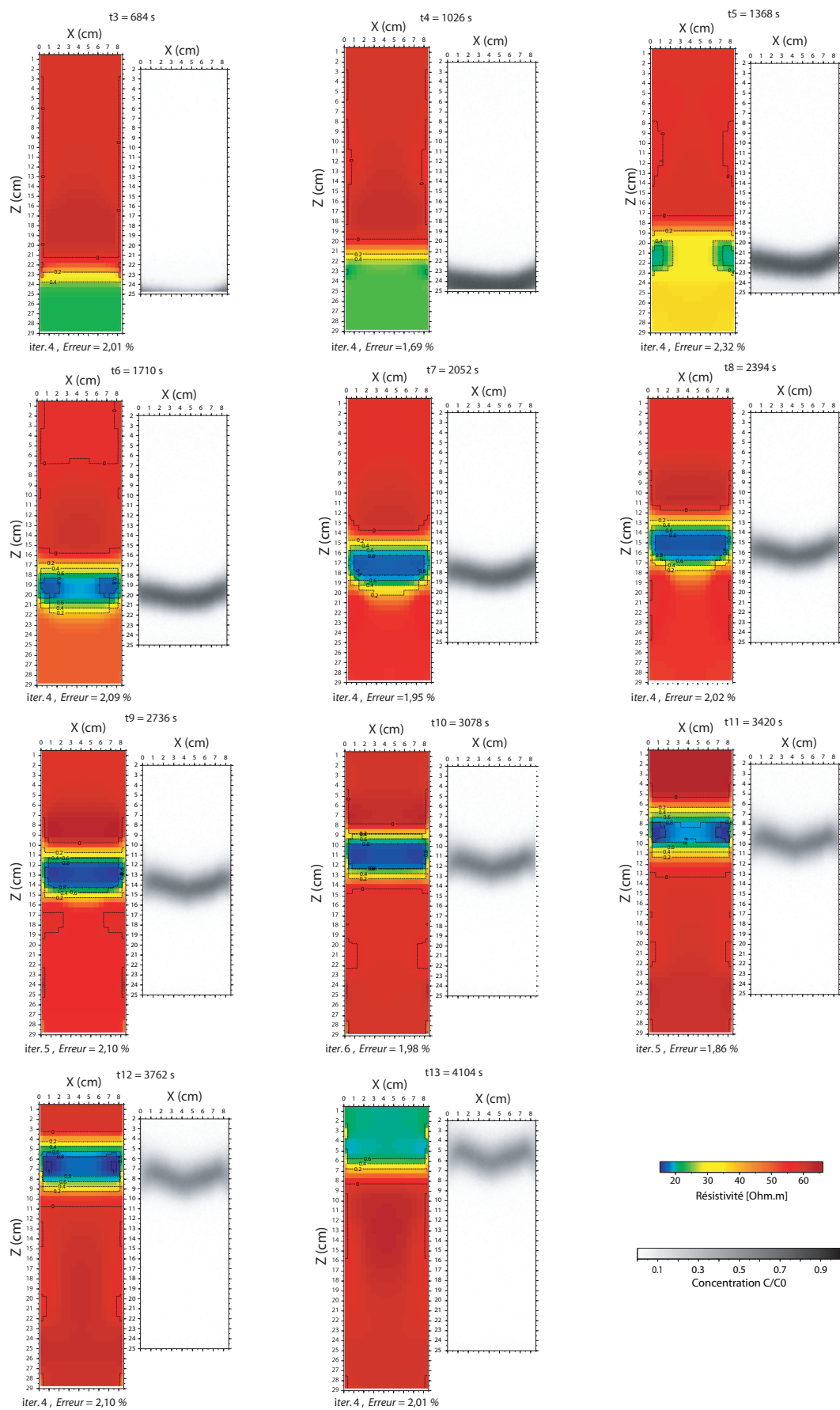


FIGURE III.21 – *Expérience 33 : suivi 2D temporel vidéo et ERT de l'injection verticale d'une bande de traceur.*

### III.2.1.2 Ajustement des concentrations : estimation de $D$ , $\alpha$ et $u$

Les concentrations relatives  $c$  en NaCl et en colorant sont respectivement déduites des modèles ERT et du traitement des images vidéo à partir des équations II.10 et II.5. L'injection de la bande de traceur donne une distribution verticale des concentrations différente de l'injection continue et par conséquent non ajustable par la solution analytique basée sur une fonction erf (Eq.I.65). Les variations de  $c$  sont donc plus proches d'une loi normale décrite par une solution gaussienne (Eq.I.66). Les variations verticales des concentrations relatives  $c$  sont moyennées horizontalement sur  $3,5 < \Delta x < 5,5$  cm, tandis que le volume de traceur injecté pour cette expérience (exp.33 Tab.III.2) est de 13,8 mL à un débit de  $1,5 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$  correspondant à un temps total d'injection  $t_p = 560$  s. Pour ces conditions expérimentales, l'injection est considérée comme prolongée par rapport aux dimensions du milieu poreux et l'ajustement vertical des concentrations par une gaussienne 1D (Eq.I.66), correspondant à un pulse de traceur, est inadapté. Les concentrations seront donc ajustées par l'équation I.67, qui intègre la somme des gaussiennes de  $t = 0$  à  $t_p$ .

La vitesse interstitielle moyenne dans les pores  $u$  est quant à elle évaluée à partir de la méthode du premier moment (Eq.I.68) qui permet d'estimer l'évolution de la position moyenne du centre de masse du panache  $\bar{z}$  (Fig.III.22).

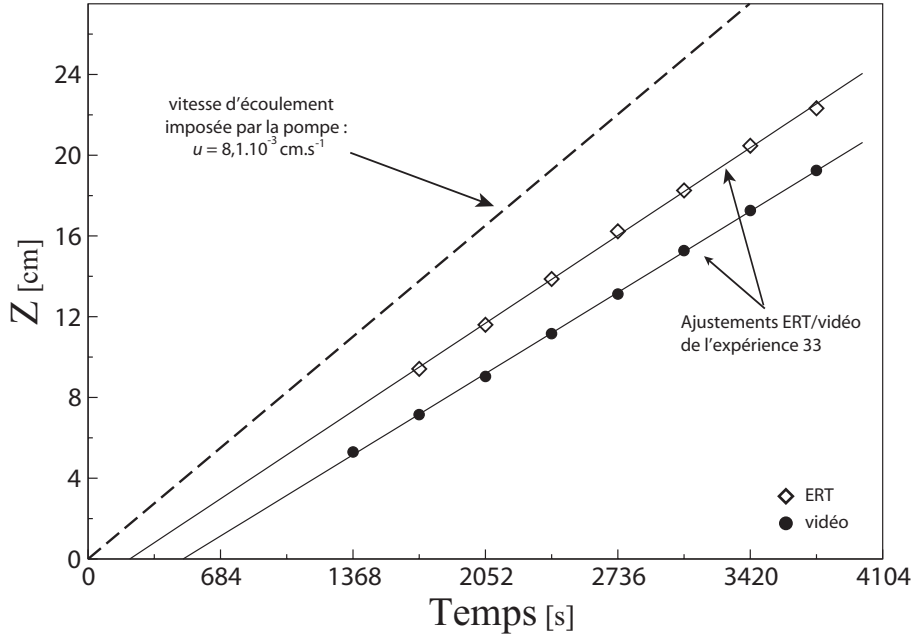


FIGURE III.22 – Evolution de la position moyenne du front de dispersion en fonction du temps au cours de l'expérience 33, pour le NaCl dissous ( $\diamond$ ) et le colorant ( $\bullet$ ).

Pour les deux espèces dissoutes,  $\bar{z}$  est toujours inférieur à la valeur théorique déduite de la vitesse imposée par la pompe et dont la régression linéaire donne des vitesses  $u_{NaCl} = 6,2 \times 10^{-3}$

$\text{cm.s}^{-1}$  et  $u_{dye} = 5,9 \times 10^{-3} \text{ cm.s}^{-1}$  correspondant respectivement à des coefficients de retard  $R_f = 1,3$  et  $R_f = 1,36$ .

Ces résultats sont similaires à ceux de l'expérience 26 réalisée pour une injection continue en traceur effectuée sur un empilement de grosses billes, où le facteur retard  $R_f = 1,36$  est identique pour le NaCl et le colorant (Fig.III.2). Cependant, pour l'expérience 33, les deux méthodes mettent en évidence un décalage vertical constant de  $\bar{z}$  également visible sur la figure III.23. L'écart, qui apparait dès  $t_5 = 1368 \text{ s}$ , est d'environ 2 cm entre les centres de masse des deux espèces et tend à rester constant sur l'ensemble du suivi. Ce décalage est probablement créé par la courbure de la bande colorée qui est plus importante au centre, à l'endroit même où les concentrations sont moyennées horizontalement.

Le décalage est également visible sur la figure III.23 représentant l'ajustement des pas de temps  $t_5 = 1368 \text{ s}$  à  $t_{12} = 3762 \text{ s}$  de l'analyse vidéo et des concentrations estimées à partir des modèles ERT produits pour une norme  $L_2$  appliquée sur les données et  $\lambda_f = 0,04$ . Les résultats sont acceptables puisqu'ils rentrent dans les barres d'erreurs, excepté pour les concentrations ERT du pas de temps  $t_5$ , dont la modélisation du front de dispersion est fortement influencée par les effets de bord produits à l'entrée de la cellule. Les coefficients de dispersion  $D$  et les dispersivités associées  $\alpha$  sont représentés sur la figure III.24. L'ajustement des concentrations de l'analyse vidéo ((+) sur les figures III.24a et III.24d) donne une valeur moyenne  $(D/R_f)/D_m = 55 \pm 10$  sur l'ensemble du suivi. Or, les valeurs se placent au dessus de la courbe théorique de Bachmat (1968), puisque pour le nombre de Péclet correspondant ( $Pe = 52$ ) la valeur attendue devrait être proche de  $(D/R_f)/D_m = 32$  pour un facteur retard  $R_f = 1,36$ .

En terme de dispersivité (Fig.III.24d) l'écart avec la valeur théorique  $\alpha = 0,4 \text{ cm}$ , correspondant au diamètre moyen des particules, est également faible mais significatif avec en moyenne  $\alpha = 0,6 \text{ cm}$ . Les valeurs de  $D$  et  $\alpha$  déduites des ajustements des concentrations ERT de la figure III.23 sont représentés sur les figures III.24d et III.24e (■). L'évolution du coefficient de dispersion en fonction du temps présente dans ce cas la même tendance que le suivi vidéo mais pour une valeurs moyenne de  $(D/R_f)/D_m = 15$  contre une valeur théorique de 12 pour  $Pe = 21$  et un facteur retard  $R_f=1,3$ . Bien que les variations de la dispersivité de  $t_6$  à  $t_{12}$  soient relativement plus importantes par rapport à l'analyse vidéo (■ Fig.III.24e), celle-ci présente dans ce cas une valeur moyenne de  $\bar{\alpha} = 0,43 \text{ cm}$  proche du diamètre moyen des particules.

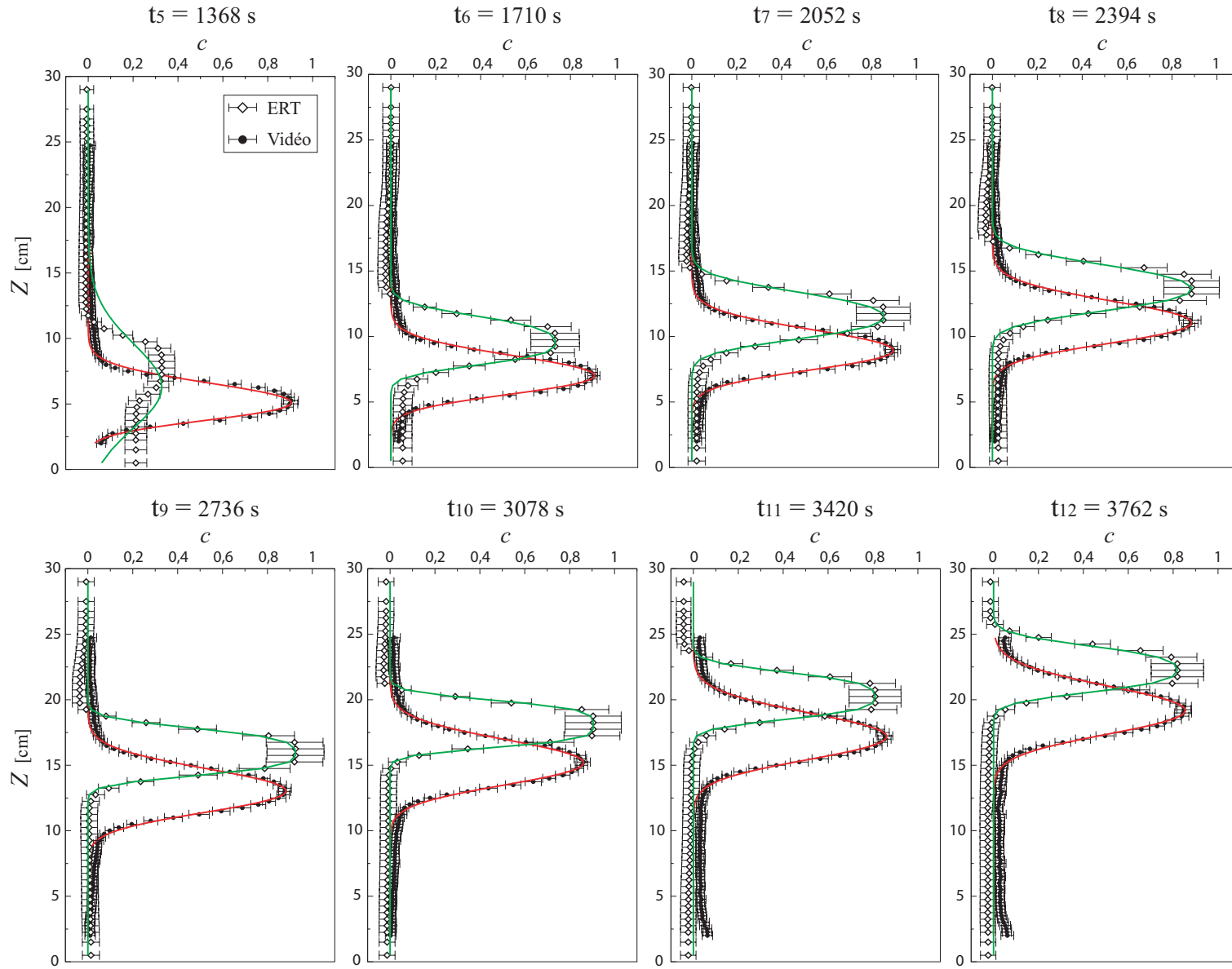


FIGURE III.23 – Ajustement des variations verticales des concentrations moyennées sur  $3,5 < \Delta x < 5,5$  cm pour l'ERT (courbe verte) et pour la vidéo (courbe rouge) entre  $t_5$  et  $t_{12}$ .

### III.2.1.3 Influence du facteur d'amortissement $\lambda$ et des normes

Au cours des sections précédentes (sect.III.1),  $\lambda_i$  a été fixé à une valeur initialement faible,  $\lambda_i = 0,1$ , puisque nos mesures de laboratoire sont peu perturbées par le bruit. Une norme  $L_1$  est appliqué sur les paramètres avec un facteur d'acceptance assez faible (compris entre 0,001 et 0,005) pour contraindre le lissage des contrastes de résistivité et ainsi minimiser la création d'artéfacts de modélisation.

Les mesures de résistivité apparente acquises au cours de l'expérience 33 sont inversées pour différentes valeurs de  $\lambda_f$ , puis en appliquant une norme  $L_1$  puis une norme  $L_2$  sur les données. Les résultats sont représentés sur la figure III.24 en terme de coefficients de dispersion et de dispersivités.

L'augmentation de  $\lambda_f$  favorise le lissage des contrastes de résistivité autour du front de dispersion, contribuant à l'augmentation des coefficients de dispersion (Fig.III.24b). Contrairement à l'analyse vidéo, les estimations (Figs III.24a et III.24b) sont toujours sous-estimées par rapport aux valeurs théoriques, indiquées par les lignes horizontales pointillées, avec en moyenne  $(D/R_f)/D_m = 3$  et  $\alpha = 0,07 \pm 0,02$  cm pour  $\lambda_f = 0,01$  (•). Ces valeurs sont faibles par rapport aux résultats de l'expérience 26 (Fig.III.14), réalisée selon le même protocole expérimental mis à part les conditions d'injection du traceur.

Ces sous évaluations par rapport aux valeurs théoriques et aux résultats précédents sont en partie attribuées à la distribution différente du panache et aux concentrations associées, pour l'ERT et la vidéo. La figure III.25 présente la distribution des variations verticales des concentrations pour l'ERT (◊) et la vidéo (•) inversées pour  $\lambda_f = 0,005$ , et leur ajustement respectif au pas de temps  $t_9 = 2736$  s. Les concentrations estimées par l'ERT sont caractérisées par un replat au niveau du centre de masse avec variations brutales au niveau de chaque front. Cette distribution est non seulement dépendante du temps d'injection qui n'est pas instantané vis-à-vis des dimensions du milieu poreux, mais également par la discrétisation du milieu dont le maillage grossier favorise les fortes pentes créées de chaque côté du centre de masse.

De même qu'avec expérimentations menées en injection continue, les coefficients de dispersion diminuent au cours du temps du fait de l'influence sur les mesures du bord sur lequel se trouve l'entrée. Cet effet également visible sur la figure III.23, joue sur l'évolution temporelle de l'amplitude du pic de concentration qui augmente de  $c_{max} = 0,35$  à  $c_{max} = 0,90$  entre  $t_5$  et  $t_8$  puis décroît ensuite progressivement. Ceci est confirmé par l'évolution du pic de l'analyse vidéo qui est plus cohérente puisque  $c_{max}$  est proche de 1 dès le départ, et diminue dans le temps avec la dispersion verticale du colorant.

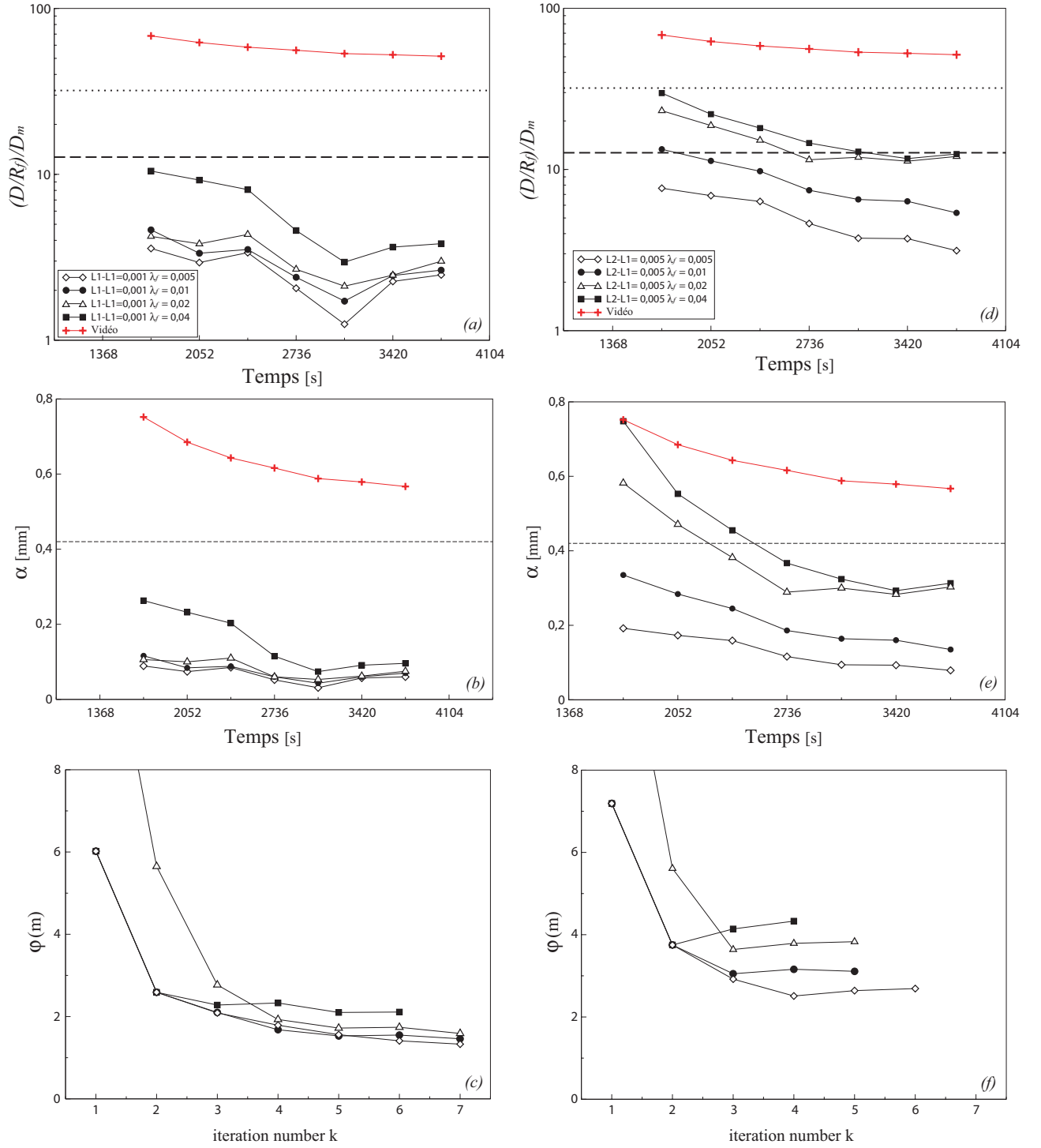


FIGURE III.24 – *Expérience 33 : Evolution du rapport  $(D/R_f)/D_m$  (a), de la dispersivité  $\alpha$  (b) au cours du temps et convergence de la fonction objectif  $\varphi(m)$  à  $t_9 = 2736$  s (c) pour différentes valeurs du facteur d'amortissement final  $\lambda_f$  en appliquant une norme  $L_1$  sur les données et les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,001. Les données sont également inversées à partir d'une norme  $L_2$  sur les données et  $L_1$  sur les paramètres pour un facteur d'acceptance de 0,005 (d), (e) et (f).*

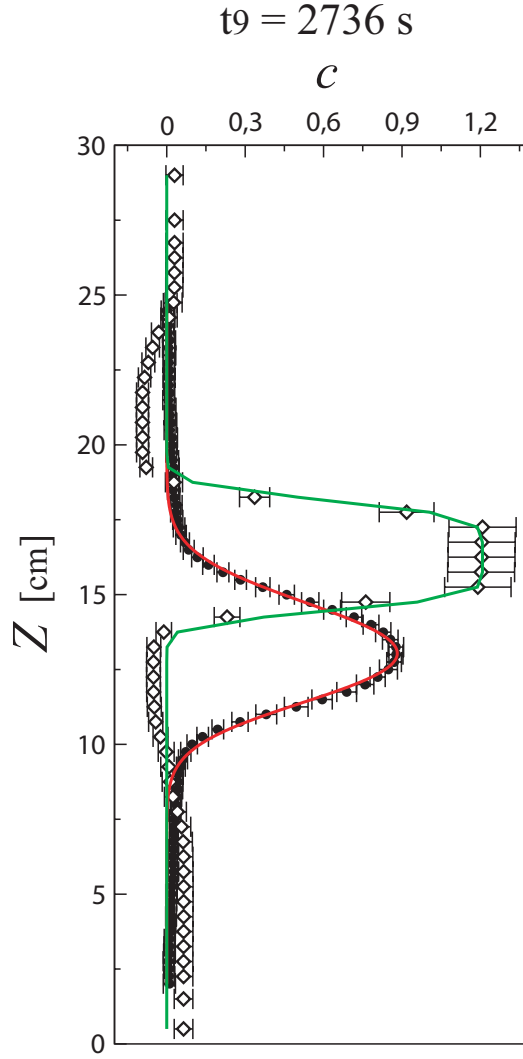


FIGURE III.25 – Ajustement des variations verticales des concentrations du pas de temps  $t_9$  2736 s de l'expérience 33. (●)Analyse vidéo et (◇)modèle ERT  $L1-L1=0,001$   $\lambda_f=0,005$ .

La figure III.26 illustre l'amplitude du pic de concentration  $c_{max}$  du centre de masse de la bande de traceur pour le pas de temps  $t_9 = 2736$  s. La série de données est inversée pour plusieurs valeurs du facteur d'amortissement final  $\lambda_f$  à partir d'une norme  $L_1$  (Fig.III.26a) et d'une norme  $L_2$  (Fig.III.26b) appliquées sur les données. Le choix de  $\lambda_f$  joue sur l'amplitude du pic de concentration. En effet plus  $\lambda_f$  est faible plus la concentration maximale augmente avec, en figure III.26a  $c_{max} = 1,2$  pour  $\lambda_f = 0,005$  contre  $c_{max} = 0,9$  pour  $\lambda_f = 0,04$ .

Il en est de même pour les effets de bosses présents à l'avant et à l'arrière du panache où les concentrations négatives sont amplifiées avec des valeurs atteignant  $c_{min} = -0,12$ . L'utilisation d'une norme  $L_2$  sur les données (Fig.III.26c) lisse les contrastes de résistivité et atténue en conséquence ces amplitudes. Ainsi les effets de bosses sont plus faibles avec des concentrations plus proches de 0 tandis que le pic varie de 0,75 à 0,95 pour  $\lambda_f$  variant de 0,04 à 0,005. Bien que les



valeurs de la fonction objectif soient globalement plus élevées avec une norme  $L_2$  (Fig.III.24f), celle-ci a tendance à réduire l'amplitude et lisser les contrastes de résistivité. La distribution verticale des concentrations est dans ce cas plus proche d'une loi normale et donc plus représentative de la solution analytique utilisée pour l'ajustement de la bande de traceur.

Si l'on considère l'évolution du pic de concentration  $c_{max}$  sur une portion de l'expérience 33 (Figs.III.26b et III.26d), le suivi vidéo montre que  $c_{max}$  est proche de 1 au début de l'expérience et diminue ensuite pour atteindre  $c_{max} = 0,85$  à  $t_{12} = 3762$  s. Cette évolution correspond au comportement attendu puisque la concentration relative initiale en colorant dissout dans le traceur vaut  $c = 1$  (Eq.I.64), puis s'atténue avec la propagation du panache par le mélange avec le fluide résident.

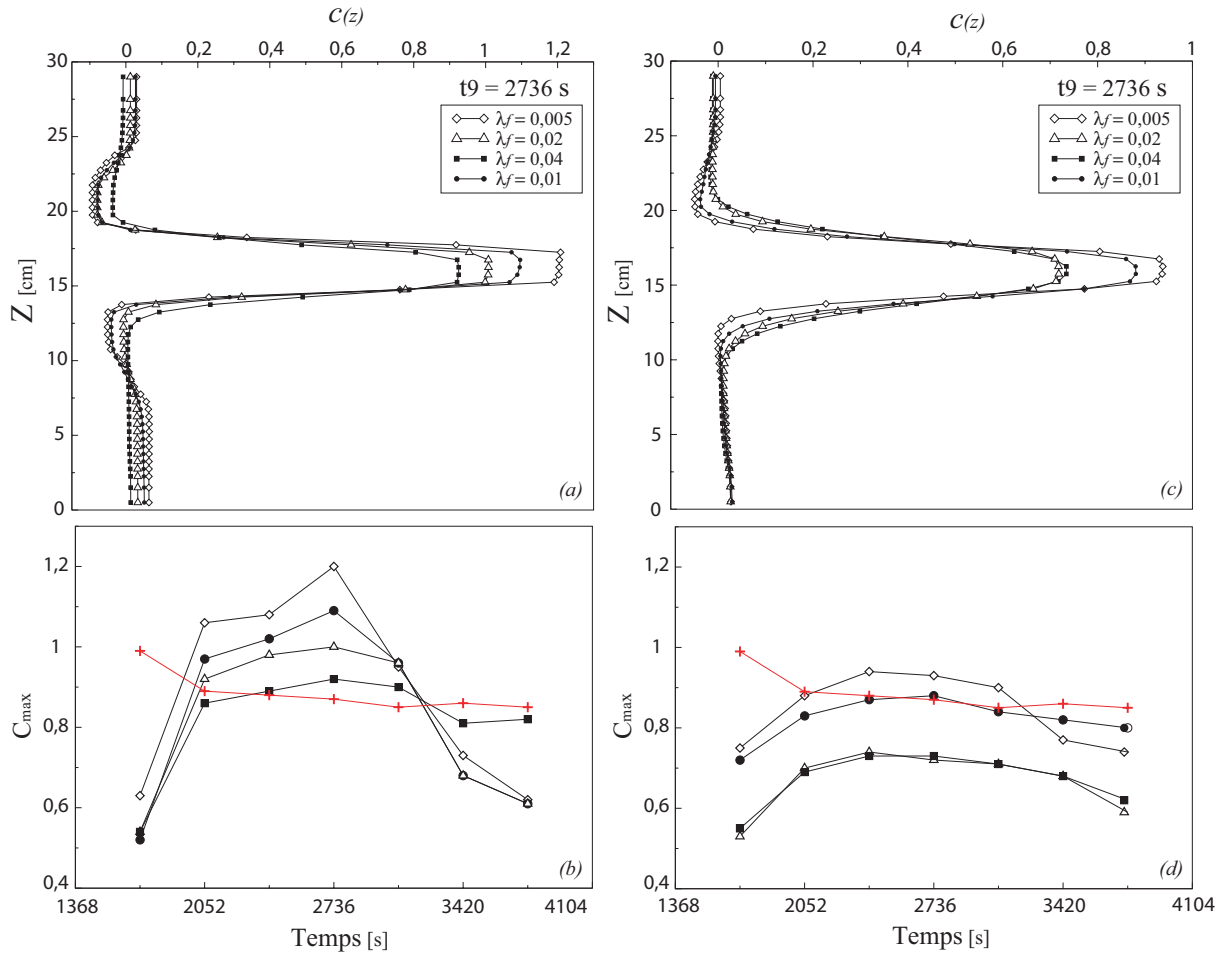


FIGURE III.26 – Amplitude du pic de concentration à  $t_9 = 2736$  s en fonction de la norme appliquée sur les données ( $L_1$  en (a) et  $L_2$  en (c)) et de  $\lambda_f$ . Les croix et la courbe rouge correspondent aux résultats de l'analyse vidéo.

Sur la figure III.26b les résultats électriques montrent un comportement très différent avec dans un premier temps une augmentation de  $c_{max}$  jusqu'à  $t_9$  qui diminue ensuite fortement jusqu'à  $t_{12}$  pour les valeurs plus faibles de  $\lambda_f$ . Comme il est illustré sur la figure III.26a,  $c_{max}$  augmente

pour les faibles valeurs de  $\lambda_f$  dont la plus élevée,  $\lambda_f = 0,04$  (■), s'ajuste au plus près du suivi vidéo. Pour les modèles produits à partir d'une norme  $L_2$  (Fig.III.26d), l'évolution de  $c_{max}$  est plus stable dans le temps, quelque soit  $\lambda_f$ , sur des gammes de concentrations relativement plus faibles. Le comportement est similaire sur les premiers pas de temps où  $c_{max}$  augmente légèrement jusqu'à  $t_8 = 2394$  s puis suit une tendance décroissante du même ordre que la vidéo qui s'ajuste au mieux pour  $\lambda_f = 0,01$ .

L'expérience 33 a été réalisée dans les mêmes conditions que l'expérience 26 mais pour une injection instantanée de traceur. Les bords verticaux créent une courbure du front de dispersion de la bande colorée visible sur le suivi vidéo mais moins marquée sur les modèles ERT. Cette différence caractérisée par un décalage quasiment constant de  $\bar{z}$  entre l'ERT et la vidéo pourrait être la conséquence d'une plus faible résolution de la distribution des contrastes de résistivité, d'erreurs de manipulation, ou d'un mauvais calage des conditions initiales d'injection. De plus, l'ajustement des variations verticales des concentrations par la solution gaussienne, tend ici à renforcer la sous-estimation de  $D$  et  $\alpha$  déjà contraint par l'application de normes  $L_1$  sur les données et les paramètres. L'application d'une norme  $L_2$  sur les données favorise le lissage verticale des contrastes de résistivité. La distribution des concentrations qui en découle est plus proche de la loi normale en atténuant les effets de bosses à l'avant et à l'arrière du front de dispersion, ceci tout en rapportant l'amplitude du pic de concentration  $c_{max}$  à des valeurs plus cohérentes vis-à-vis du suivi vidéo.

Les effets des bords horizontaux situés à l'entrée et à la sortie du milieu poreux limitent la modélisation de la totalité de la bande de traceur sur une fenêtre de temps comprise entre  $t_5 = 1368$  s et  $t_{12} = 3762$  s. Cette fenêtre pourrait être élargie, soit en augmentant le nombre de mesures, soit en redimensionnant le milieu poreux, notamment par l'extension des parties supérieure et inférieure. Des expérimentations menées à des débits plus faibles pourraient également élargir cette fenêtre et confirmer la solvabilité de nos interprétations, quant à la fiabilité de la solution analytique utilisée sur l'estimation de  $D$  et  $\alpha$ , et pour différents nombres de Péclet ainsi que sur le décalage de  $\bar{z}$  caractérisé entre les deux méthodes.

### III.2.1.4 Conclusion

L'injection d'une bande de traceur complexifie la dispersion verticale du panache en considérant cette fois-ci deux fronts de dispersion symétriques autour du centre de masse du panache. Bien que les conditions d'injection soient différentes, les résultats sont cohérents avec l'injection continue avec des valeurs  $R_f$  et  $u$  similaires. L'évolution de  $\alpha$  au cours temps présente également la même tendance, mais est fortement sous estimée par rapport à la vidéo lorsque une norme  $L_1$  est appliquée

sur les données. Cette expérimentation présente la particularité de voir diminuer les concentrations en traceur au niveau du centre de masse, suite à l'étalement vertical du panache. Le suivi vidéo confirme cette tendance avec une diminution de l'amplitude du pic de concentrations au cours du temps. Concernant l'ERT, sa largeur et son amplitude dépendent d'une part des effets de bords lorsque le panache est localisé à proximité de l'entrée et de la sortie. D'autre part, son amplitude est liée au choix de la norme appliquée sur les données et du facteur d'amortissement final  $\lambda_f$ . Ainsi l'application d'une norme  $L_2$  atténue et lisse les contrastes autour du pic, qui par la même occasion limite l'impact des effets de bords.

## III.2.2 Injection ponctuelle instantane

### III.2.2.1 Description qualitative du suivi du traceur

Les expériences 34 à 40 (Tab.III.2) sont réalisées pour des injections ponctuelles en traceurs dans un milieu poreux préalablement saturé par un fluide transparent de conductivité électrique  $\sigma_1 = 1583 \mu S.cm^{-1}$ . Le point d'injection est localisé dans la partie basse à  $x = 4,25$  cm et  $z = 1$  cm de l'ouverture. Un volume identique de traceur  $V = 11$  mL est injecté à un débit constant  $Q = 0,75$  mL.min<sup>-1</sup> pour chacune des expériences tandis que l'écoulement constant du fluide clair, s'effectuant du bas vers le haut, varie sur une gamme de débits de 0,75 à 3,0 mL.min<sup>-1</sup>.

Les suivis ERT correspondant aux expériences 34 à 36 sont menés à partir du protocole de mesures électrique acquis en dipôle-dipôle transverse utilisé auparavant. Les expériences 37 à 40 sont réalisées dans les mêmes conditions que les trois précédentes, pour des suivis ERT dont l'acquisition est faite à partir d'un dipôle-dipôle équatorial (Fig.I.3a) à 210 points de mesures, appliqués sur chaque pas de temps de 342 s.

La figure III.27 présente les sections 2D des modèles ERT et de l'analyse vidéo associée pour l'expérience 35 où les données sont acquises en dipôle-dipôle transverse pour un débit de 1,5 mL.min<sup>-1</sup>. Sur les images vidéo les contours du panache du colorant sont clairement visibles à partir de  $t_4 = 1026$  s jusqu'à  $t_{11} = 3420$  s où les bords de la tâche sont relativement plus diffus. Concernant les modèles ERT, l'influence du panache conducteur est présente en bas du milieu poreux dès  $t_3 = 684$  s. Contrairement à l'analyse vidéo ses contours ne sont totalement identifiables en terme de contrastes de résistivité qu'à partir de  $t_6 = 1710$  s et jusqu'à  $t_{10} = 3078$  s. Les modèles ERT tendent à lisser les contrastes liés aux limites du panache, cependant de  $t_6$  à  $t_8$  les valeurs de résistivité sont proches de 25  $\Omega m$  au niveau du centre de masse tandis qu'elles tendent vers 60  $\Omega m$  dans les parties les plus éloignées du panache, uniquement saturées par le fluide clair plus résistant. A partir de  $t_9$  les gammes de résistivité commencent à augmenter au centre de la tâche. Cette augmentation progressive s'explique en partie par la dispersion et le mélange du traceur au cours du temps avec le fluide clair plus résistant. Mais ce comportement est essentiellement provoqué par la présence des bords inférieur et supérieur qui tendent à diminuer puis à augmenter les contrastes de resistivité au cours de la montée du panache avec une stabilisation lorsque celui-ci est situé dans la partie centrale du milieu poreux. Bien que les valeurs de la fonction objectif soient faibles ( $\varphi \approx 1,6$  %) sur l'ensemble du suivi, les modèles les plus fiables correspondent à ceux dont le centre de masse est localisé de 13 à 17 cm de la sortie par rapport à l'axe vertical  $z$ .

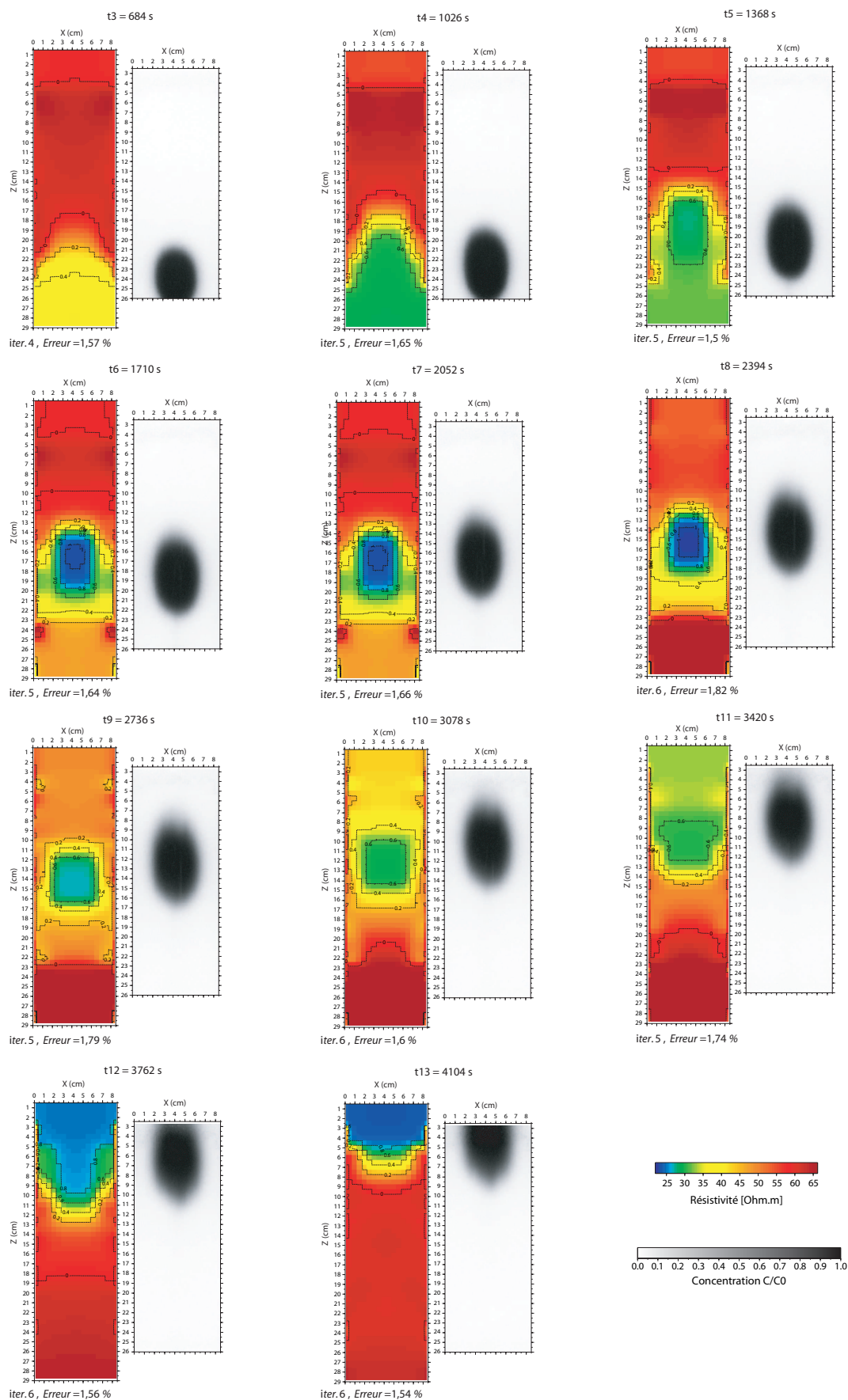


FIGURE III.27 – *Expérience 35 : suivi 2D temporel ERT et vidéo d’une injection ponctuelle prolongée en traceur coloré.*

### III.2.2.2 Ajustement des concentrations

Dans le cas de l'injection d'une bande traceur sur toute la largeur du milieu poreux (§.III.2.1), les variations verticales des concentrations sont ajustées à partir de l'équation I.67 décrivant une distribution gaussienne des concentrations selon  $z$ . Pour une injection ponctuelle instantanée la distribution 2D du panache impose l'ajout d'un terme supplémentaire à cette équation pour caractériser la dispersion du soluté selon l'axe  $x$  en ajustant la surface 2D des champs de concentrations. Toutefois, les conditions inhérentes aux dimensions du dispositif de cette étude ne permettent pas pour le moment d'obtenir des ajustements fiables des champs de concentrations 2D à partir de l'équation I.67. En effet l'injection prolongée donne une distribution des concentrations en créneau et plus particulièrement selon l'axe  $x$  où l'épaisseur du panache équivaut presque aux  $2/3$  de la largeur du milieu poreux (Fig.III.29). Dans ces conditions et en l'absence d'expérimentations dont l'injection serait beaucoup plus limitée, les données sont ajustées par une somme de deux fonctions erf (Eq.I.69).

La figure III.28 caractérise l'évolution du centre de masse du NaCl ( $\diamond$ ) et du colorant ( $\bullet$ ) dans la direction de l'écoulement  $z$  (Fig.III.28a) et perpendiculairement selon  $x$  (Fig.III.28b) pour l'expérience 34. La position moyenne du centre de masse  $x_p$  perpendiculaire à la direction d'écoulement reste constante tout au long du suivi pour les deux méthodes avec  $x_p \simeq 4,25$  cm, ceci étant également valable pour les autres expériences (Tab.III.2), quelque soit le débit et le protocole de mesures ERT utilisé. Dans la direction de l'écoulement  $z$ , les vitesses estimées par les deux méthodes sont identiques avec  $u_{NaCl} = 2,84 \times 10^{-3}$  cm.s<sup>-1</sup> et  $u_{dye} = 2,87 \times 10^{-3}$  cm.s<sup>-1</sup> pour une vitesse à la pompe  $u_p = 4,0 \times 10^{-3}$  cm.s<sup>-1</sup> tel que le facteur retard vaut  $R_f = 1,4$  dans les deux cas. Pour les expériences 35 à 40, le facteur retard déduit des modèles ERT et des suivis vidéo varie sur une gamme de 1,25 à 1,4, ce qui est similaire à la gamme de  $R_f$  obtenus à partir des expériences en injection continue menées sur les grosses billes (Fig.III.3). Bien que les vitesses du NaCl et du colorant dissout dans le traceur soient les mêmes pour l'expérience 34, l'estimation de  $z_p$  présente un décalage vertical constant d'environ 1 cm entre les deux centres de masse. Cet écart est deux fois moins important mais similaire à celui de l'expérience 33 réalisée pour l'injection d'une bande de traceur (Fig.III.22). Il est attribué à la différence de courbure du front de dispersion du colorant et des contrastes de résistivité au centre du milieu poreux.

La figure III.29 illustre l'évolution du front de dispersion au cours de l'expérience 34 de  $t_{10}$  à  $t_{18}$  échantillonné toutes les 684 s. Comme sur la figure III.28, le décalage selon  $z$  est présent entre les centres de masse de l'ERT et de la vidéo, tandis que les ajustements des deux méthodes

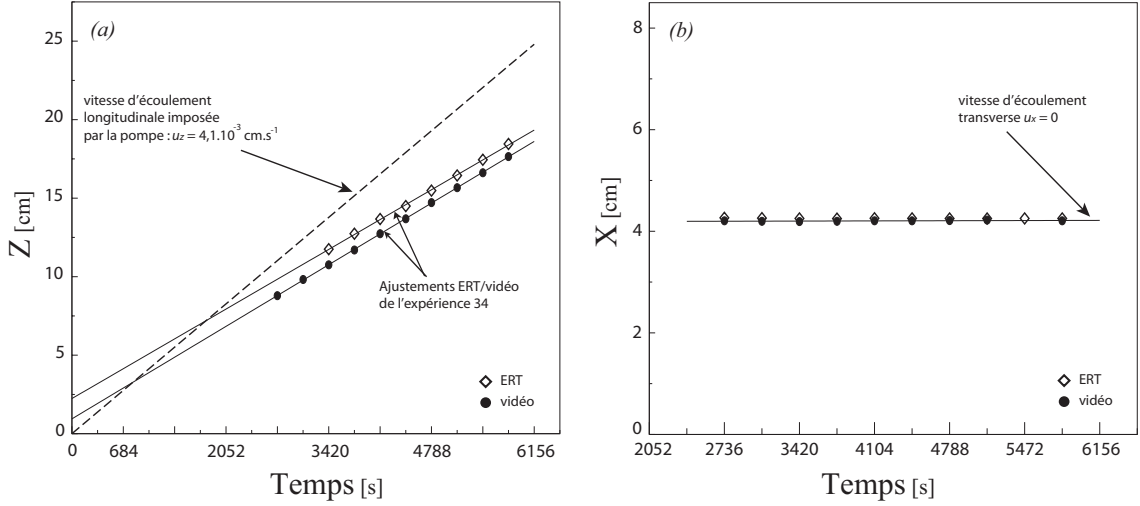


FIGURE III.28 – Evolution du centre de masse du panache de dispersion au cours de l'expérience 34 selon les directions longitudinale  $z$  en (a) et transverse  $x$  en (b) à l'écoulement pour le NaCl dissout ( $\diamond$ ) et le colorant ( $\bullet$ ).

sont proches selon  $x$  excepté à  $t_{12}$  dont les concentrations ERT sont fortement amplifiées par rapport à la vidéo. D'après ces résultats l'ajustement par l'équation I.69 est acceptable dans la mesure où le panache est éloigné des bords supérieur et inférieur. En effet, les variations verticales des concentrations ERT commencent à être perturbées à l'amont du panache à partir de  $t_{18}$  par la proximité du bord supérieur. En dessous du panache, le front tend à se lisser jusqu'au milieu de la cellule à  $t_{14}$  en atteignant des valeurs de concentrations négatives pour ensuite tendre progressivement vers 0 avec la montée du panache.

Le choix des paramètres d'inversion utilisés pour obtenir les résultats de la figure III.29 sont établis à partir des résultats de la figure III.26. Ainsi les inversions correspondantes sont réalisées en appliquant une norme  $L_2$  sur les données et une norme  $L_1$  sur les paramètres avec un facteur d'acceptance fixé à 0,005. Le facteur d'amortissement initial est toujours le même  $\lambda_i = 0,1$  pour une valeur final  $\lambda_f = 0,01$ . La figure III.30 illustre les variations verticales des concentrations selon  $z$  pour les séries du pas de temps  $t_{14}$  des expériences 34 et 37. Les données sont acquises respectivement en dipôle-dipôle transverse et équatorial et inversées par les deux jeux de paramètres d'inversion, en appliquant soit une norme  $L_1$  ( $\diamond$ ,  $\bullet$ ) soit une norme  $L_2$  ( $\square$ ,  $\blacktriangleright$ ) sur les données.

Le type de norme appliquée sur les données n'a ici pas d'influence sur les concentrations résultantes. En revanche les résultats sont très différents suivant le protocole de mesure choisi. Dans la direction longitudinale à l'écoulement (Fig.III.30a), le protocole de mesure en dipôle-dipôle équatorial produit des effets de bosses très prononcés à l'avant et à l'arrière du panache. De

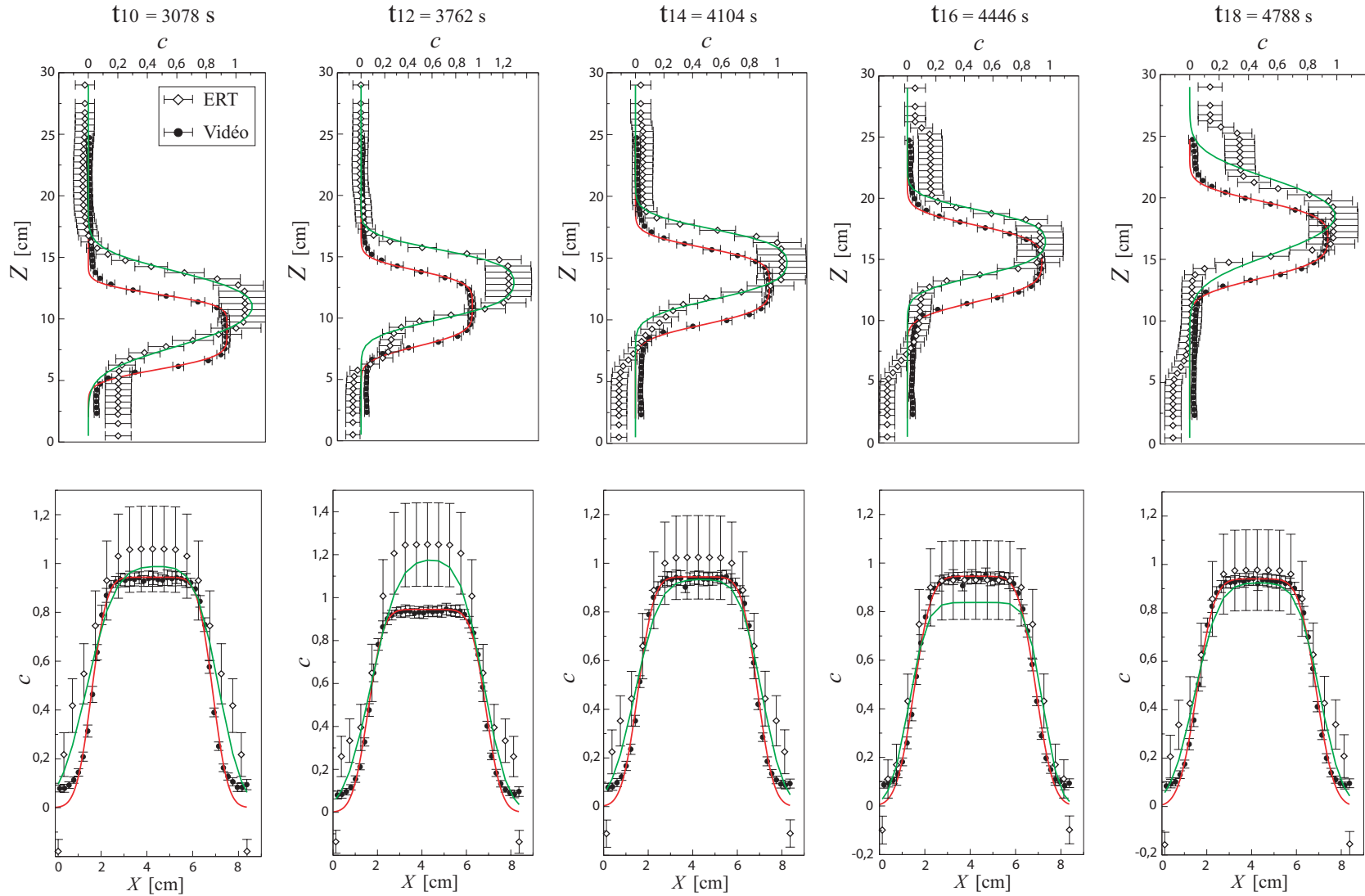


FIGURE III.29 – Ajustement des variations verticales des concentrations de  $t_{10}$  à  $t_{18}$  pour l'expérience 34. Les concentrations sont moyennées sur  $3,5 < \Delta x < 5,5$  cm selon  $z$  et sur  $z_p - 0,5 < \Delta z < z_p + 0,5$  cm selon  $x$  pour l'ERT (courbe verte) et pour la vidéo (courbe rouge). ( $z_p$  est la position moyenne du centre de masse du panache selon  $z$  à l'instant  $t$ )



plus l'amplitude des concentrations au niveau du centre de masse n'excède pas  $c = 0,5$  autant longitudinalement que transversalement (Fig.III.30b). A l'inverse, les résultats déduits des mesures acquises en dipôle-dipôle transverse présentent une amplitude maximale de  $c = 1,0$  au niveau du centre de masse correspondant aux amplitudes fournis par l'analyse vidéo selon  $x$  et  $z$  (Fig.III.29). De plus, les effets de bosses sont absents de part et d'autre du panache avec un étalement relativement plus important sur le front situé dans la partie inférieure. Puisque le contraste de densité est trop faible pour influencer la dispersion, cette différence aurait pu être attribuée à la rétention de traceur au passage du panache si le comportement du colorant avait été le même. Or cet étalement correspond à un ré-équilibre progressif entre les valeurs négatives de résistivités électriques modélisées près de l'entrée et les valeurs plus élevées localisées à la base du panache.

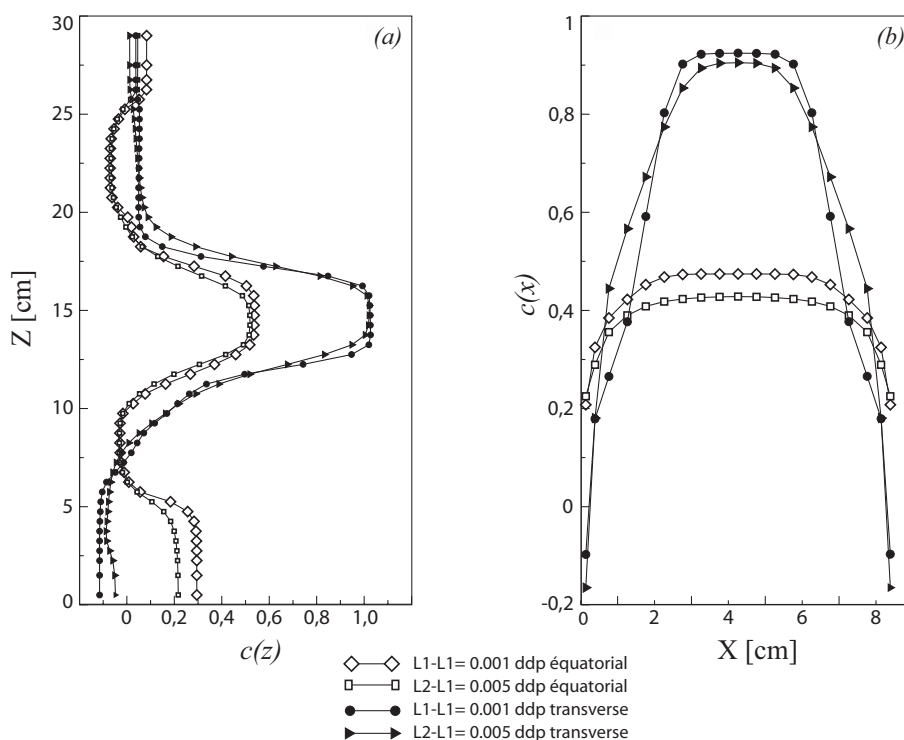


FIGURE III.30 – Variations verticales (a) et horizontales (b) des concentrations au pas de temps  $t_{14}$  4104 s pour les expériences 34 ( $\bullet$ ,  $\blacktriangleright$ ) et 37 ( $\diamond$ ,  $\square$ ) acquises respectivement en dipôle-dipôle transverse et équatorial.

Ces différences importantes entre les deux protocoles peuvent en partie s'expliquer par la procédure du choix des paramètres d'inversion qui ont été jusqu'alors testés sur des données acquises en dipôle-dipôle transverse. La figure III.31 présente la distribution 2D de la sensibilité électrique cumulée relative sur les 210 quadripôles de mesures en dipôle-dipôle transverse (Fig.III.31a) et en dipôle-dipôle équatorial (Fig.III.31b) au pas de temps  $t_{14}$ . La comparaison est similaire au cas d'une injection continue de traceur (Fig.II.7). Bien que la distribution et

les valeurs de résistivité soient très proches dans les deux cas, le dipôle-dipôle transverse est relativement plus sensible à la présence du panache de soluté où la sensibilité est localement plus élevée. Du point de vue de la géométrie du dispositif expérimental et de la configuration des deux réseaux verticaux d'électrodes, le dipôle-dipôle transverse est le plus adapté à la détection de fronts et de panaches de solutés pour les dimensions présentées au cours de ce travail. Le protocole d'acquisition pourrait cependant être optimisé en effectuant une analyse de sensibilité ciblée (Furman et al, 2004 ; 2007) sur les zones d'intérêt localisées au niveau des fronts de dispersion.

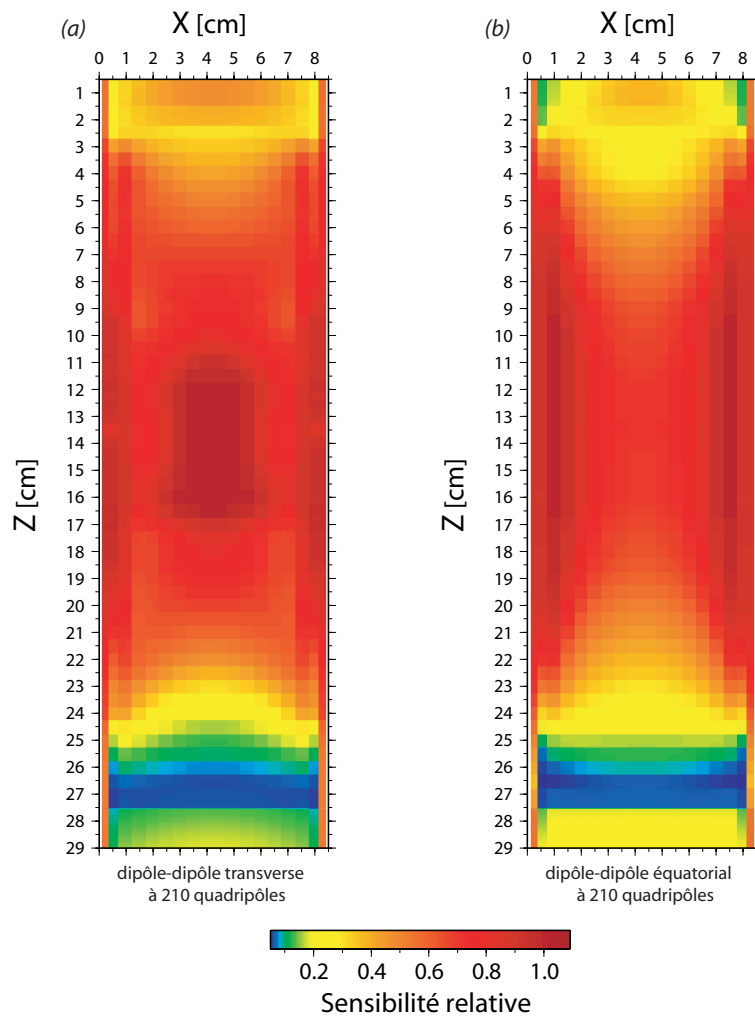


FIGURE III.31 – Sections 2D de la sensibilité cumulée relative  $|S|$  calculée pour le pas de temps  $t_{14}=2394$  s des expériences 34 (a) et 37 (b), réalisées pour des acquisitions respectives en dipôle-dipôle transverse et équatorial.

### III.2.2.3 Influence du débit sur le coefficient de dispersion $D$ et la dispersivité $\alpha$

Au cours de la partie précédente, nous avons vu que les effets du contraste de densité entre les fluides joue un rôle négligeable sur les phénomènes de dispersion essentiellement dépendant de la vitesse d'écoulement et de la perméabilité. Les conditions expérimentales des expériences 34 à 40 (Tab.III.2) diffèrent par le débit imposé à la pompe et par les protocoles d'acquisition des mesures électriques en dipôle-dipôle transverse et équatorial. La figure III.32 présente les coefficients de dispersion ( $D_z$ ,  $D_x$ ) et les dispersivités ( $\alpha_z$ ,  $\alpha_x$ ) longitudinales et transversales.

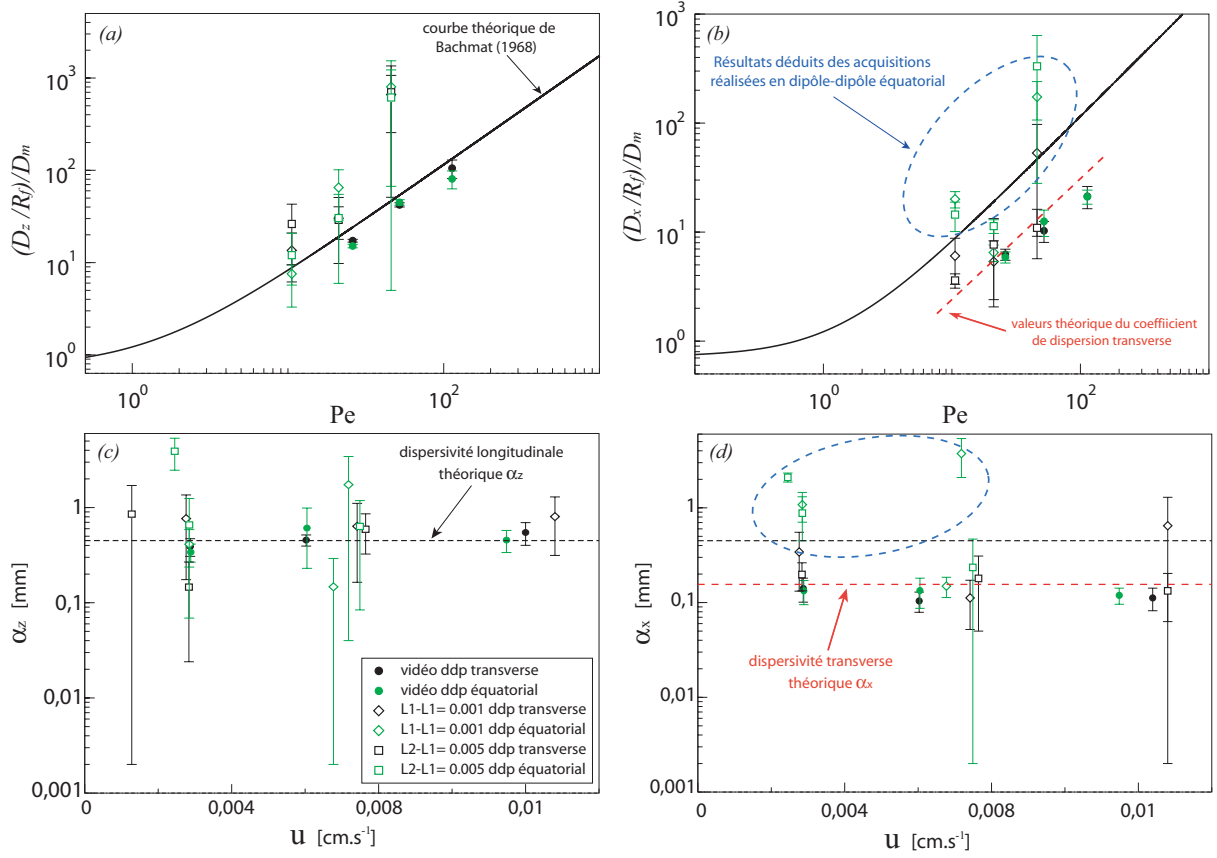


FIGURE III.32 – Coefficients de dispersion en fonction du nombre de Péclet  $Pe$  et dispersivité en fonction de la moyenne d'écoulement dans les pores  $u$  estimée à partir de l'équation I.69.  $D_z$  (a) et  $\alpha_z$  (c) sont les coefficients de dispersion et dispersivité longitudinale,  $D_x$  (b) et  $\alpha_x$  (d) sont les estimations transversales.

Les estimations du coefficient de dispersion longitudinale de l'analyse vidéo sont fiables puisque les valeurs de  $(D_z/R_f)/D_m$  s'ajustent avec le début de la partie linéaire de la courbe théorique de Bachmat (1968) (Fig.III.32a), sur une gamme de nombre de Péclet comprises entre 26 et 104 pour le colorant. En terme de dispersivité  $\alpha_z$  (Fig.III.32b), ces résultats s'ajustent également avec la valeur théorique correspondant au diamètre moyen des particules. Les résultats ERT ne révèlent

pas de différences significatives entre les mesures acquises en dipôle-dipôle transverse et équatorial. L'évolution de  $D_z$  en fonction de  $Pe$  est la même que les expériences 11 à 15 (Fig.III.20) menées sur des petites billes avec un décalage par rapport à la courbe qui s'accroît quand  $Pe$  augmente. Les valeurs de dispersivité  $\alpha_z$  en fonction de la vitesse interstitielle  $u$  sont quant à elles très dispersées autour du diamètre moyen des particules avec des valeurs de  $\alpha_z$  comprises entre 0,15 et 3,5 mm.

L'écoulement vertical imposé par la pompe limite la dispersion transversale du traceur au sein du milieu poreux. Ainsi l'évolution de  $(D_x/R_f)/D_m$  pour le suivi vidéo est similaire au coefficient de dispersion longitudinale mais sur une gamme relativement inférieure. En terme de dispersivité (Fig.III.32) ces résultats se traduisent par une valeur moyenne  $\alpha_x \simeq 0,15$  mm presque 3 fois inférieurs au diamètre moyen des billes de verre. Les résultats ERT déduits des mesures en dipôle-dipôle transverse suivent la même tendance et sur les mêmes gammes de valeurs que les ajustements vidéo. En revanche les ajustements des mesures en dipôle-dipôle équatorial sont pour la plupart relativement plus importants et tendent à surestimer les valeurs de  $D_x$  et  $\alpha_x$  (cercle bleu figures III.32b et III.32d). Ces observations concordent avec la figure III.30. Ce type d'arrangement des électrodes n'est ici pas adapté à l'acquisition de mesures assez fiables pour détecter correctement le panache de soluté et plus particulièrement dans la direction transversale à l'écoulement. Pour les mêmes paramètres d'inversion, les modèles produits ont des contrastes de résistivité plus lisses. Ainsi l'amplitude des concentrations au niveau du centre de masse est deux fois plus faibles que la vidéo et les mesures en dipôle-dipôle transverse, ce qui contribue notamment à la surestimation de  $D$  et  $\alpha$ .

#### III.2.2.4 Conclusion

L'injection d'un panache de soluté a permis d'évaluer le comportement de l'ERT vis-à-vis de la dispersion transversale pour deux types de protocoles de mesures (dipôle-dipôles transverse et équatorial).

L'écoulement imposé par la pompe étant vertical, les vitesses interstitielles  $u$  perpendiculaires à l'écoulement tendent vers 0 pour l'ERT et la vidéo.

Les profils de concentrations horizontaux et verticaux déduits des résultats d'inversion montrent des différences importantes entre les deux dispositifs de mesures. En effet, le choix de la norme appliquée sur les données ( $L_1$  ou  $L_2$ ) a peu d'effets sur la distribution des concentrations. En revanche les acquisitions en dipôle-dipôle équatorial sous-estiment l'amplitude du pic de concentration au niveau du centre de masse du panache. L'ajustement de ces concentrations tend à surestimer le coefficient de dispersion  $D$  et la dispersivité transverse  $\alpha_x$  par opposition au dipôle-dipôle transverse qui s'ajuste aux résultats de l'analyse vidéo. Ces décalages sont attribués à la différence de sensibilité

électrique des dispositifs, qui est plus élevée au niveau du centre de masse du panache pour le dipôle-dipole transverse.

## Chapitre IV

# Expérimentations de terrain : tests préliminaires

### IV.1 Objectifs

Les expériences préliminaires de terrain se déroulent dans une carrière de sable de la vallée de Chevreuse, formée localement de sables de Fontainebleau sur une épaisseur de 5 m. L'objectif est d'adapter et de tester l'efficacité de la procédure de laboratoire appliquée à une échelle supérieure, afin d'évaluer les contraintes inhérentes au terrain pour le suivi quantitatif de traceurs.

### IV.2 Montage expérimental

Deux forages verticaux espacés de 90 cm sont réalisés à la tarière sur 2,5 m de profondeur dans des sables de Fontainebleau. Les deux réseaux verticaux d'électrodes sont produits à partir de tuyaux en plastique de 1,5 cm de diamètre sur lesquels sont fixés 21 colliers métalliques espacés de 10 cm (Fig.IV.1a). Les perches sont ensuite enfouies dans les trous jusqu'à 2,3 m de profondeur (Fig.IV.1b) dont le comblement, long et délicat, doit assurer un bon contact des électrodes avec les sables. En surface, un fossé de 10 cm de profondeur sur 10 cm de large est creusé entre les puits (Figs IV.1c & IV.2), dans lequel sont ajoutés 5 électrodes de surface espacées de 15 cm. Les 47 électrodes sont toutes reliées au multiplexeur, lui-même relié au Syscal pro qui gère les paramètres et séquences de mesures (Fig.IV.1d).

Un tissu en nylon recouvre la base du fossé rempli par de l'eau contenant  $1,2 \text{ g.L}^{-1}$  de NaCl dissout de résistivité électrique  $\rho_f = 4,3 \text{ } \Omega.m$ .



FIGURE IV.1 – Mise en place du dispositif de mesures développé pour les tests de terrain préliminaires. a) Le système de mesures est constitué de deux perches ayant 21 électrodes espacées de 10 cm. b) Chaque perche est enfouie verticalement dans une zone sableuse tabulaire dont l'épaisseur minimale est estimée à 3 m. c) Un fossé de 10 cm de profondeur est creusé entre les deux puits distants de 90 cm et 5 électrodes de surface espacées de 15 cm sont ajoutées dans le fossé. d) Le creux est recouvert d'un tissu perméable puis rempli par un traceur contenant  $1,2 \text{ g.L}^{-1}$  de NaCl à  $\rho_f = 4,3 \Omega.m$ . L'acquisition des données est réalisée automatiquement par une centrale d'acquisition.

### IV.3 Acquisition des données

La séquence de mesures est constituée des 210 points de mesures acquis en dipôle-dipôle transverse, depuis la surface vers la profondeur (Fig.IV.2), précédés de 26 autres points de mesures réalisées entre la surface et les électrodes de puits afin d'acquérir plus d'informations sur les 40 premiers centimètres.

D'après la littérature, la conductivité hydraulique des sables de Fontainebleau est en moyenne de  $10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ , soit  $36 \text{ cm.h}^{-1}$ . Le temps d'injection du courant est de  $\tau = 500 \text{ ms}$  pour 2 stacks par mesures, ce qui rapporte le temps total de chaque série temporelle à 12 minutes. Le traceur injecté depuis la surface migre théoriquement de 7 cm vers la profondeur entre la première et la dernière mesure. Avant le début du suivi, l'état de référence est caractérisé par deux séries de mesures réalisées avec un temps d'injection de  $\tau = 1 \text{ s}$  pour 6 stacks et une tension maximale de récupération de 800 Volt entre les électrodes de potentiel. Ces mesures de l'état de référence permettent d'une part de relever les éventuels dysfonctionnement des électrodes passés au travers du checking automatique, mais pourront aussi être utilisées pour s'affranchir du fond électrique de chaque série temporelle.

Les mesures électriques sont ensuite lancées avec le remplissage du fossé alimenté en continu jusqu'à ce que les 20 L du jerrycan se soient totalement infiltrés. Le suivi compte au final 14 pas de temps acquis sur presque 3 h.

## IV.4 Calibration de la loi de Archie

Les principales différences entre le laboratoire et le terrain résident dans les paramètres d'ajustement de la loi de Archie. L'expérience de laboratoire est contrainte par ses bords et est limitée à un aspect 2D du transport des solutés, alors que le terrain présente l'avantage d'être infini dans tout le demi-espace constitué par les sables de Fontainebleau. Dans ces conditions, la valeur du facteur de formation  $F = \sigma_a / \sigma_w$  est représentative des propriétés géométriques du volume de sable investigué.

L'équation I.36 est la formulation générale de la loi empirique de Archie appliquée en milieu naturel, en l'absence d'argiles ou avec des conductivités électriques de surface  $\sigma_s$  négligeables. Le facteur de cimentation est fixé à  $m = 1,3$ , ce qui est généralement attribué par la littérature pour ce type de sables (Tab.I.1). Nous choisissons de nous affranchir du paramètre de calage  $a$  en prenant  $a = 1$ .

La figure IV.3 présente les profils verticaux de porosité  $\phi$  et du contenu en eau  $\theta$ , estimés à partir d'échantillons de sables prélevés à différentes profondeurs. Bien qu'elle semble croître de 0,34 à 0,47 sur les 75 premiers centimètres, la porosité est globalement homogène avec une valeur moyenne de  $\phi = 0,45$ . Le contenu en eau est également constant sur l'ensemble du profil, excepté aux alentours des 25 cm de profondeur où la valeur de  $\theta > 1$  est probablement erronée. Mise à part cette erreur, la valeur moyenne de  $\theta = 0,55$  est utilisée pour calibrer le facteur de saturation  $S$  de la loi de Archie, tandis que  $n$  est un paramètre empirique qui dans un premier temps est fixé à  $n = 2$  (Archie, 1942). En revanche, il est difficile de connaître la conductivité (résistivité)



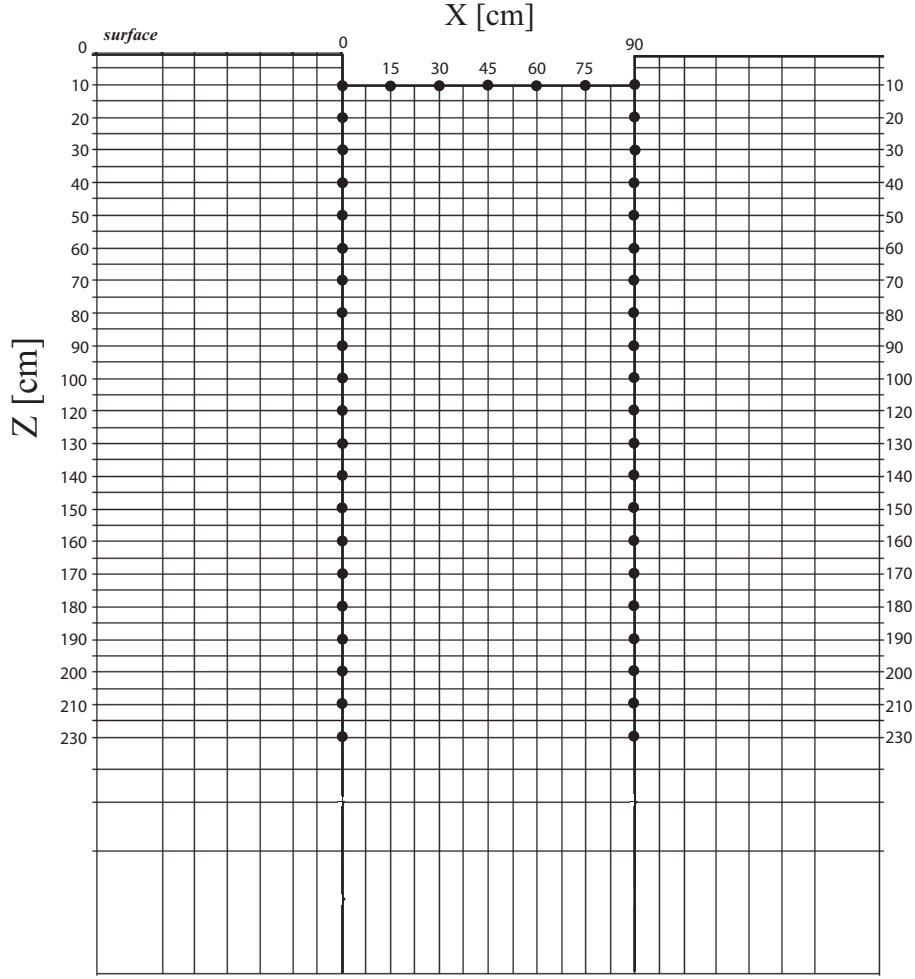


FIGURE IV.2 – Schéma illustrant le réseau 2D composé de 40 électrodes en profondeur et 7 en surface. Le suivi ERT comprend 14 séries de mesures constituées chacune de 236 acquisitions dont les 26 premières sont effectuées entre les puits et la surface tandis que les 210 configurations restantes correspondent au dipôle-dipôle transverse décrit précédemment. L'acquisition complète d'une série dure 12 minutes, le temps d'injection du courant est de 500 ms pour deux stacks. Une série de mesure préalable caractérisant l'état de référence est réalisée pour un temps d'injection de 1000 ms pour une tension de récupération maximale de 800 Volt entre les électrodes de mesures P1 et P2.

électrique du fluide interstitiel initial  $\sigma_w$ . La saturation moyenne du sable étant de 50 %, il est difficile d'extraire assez d'eau pour mesurer correctement sa conductivité électrique.

## IV.5 Premier résultats d'inversion

Les mesures de résistivité apparente sur chaque pas de temps sont divisées par les mesures correspondantes de l'état de référence acquises au préalable. Les données sont ensuite inversées à

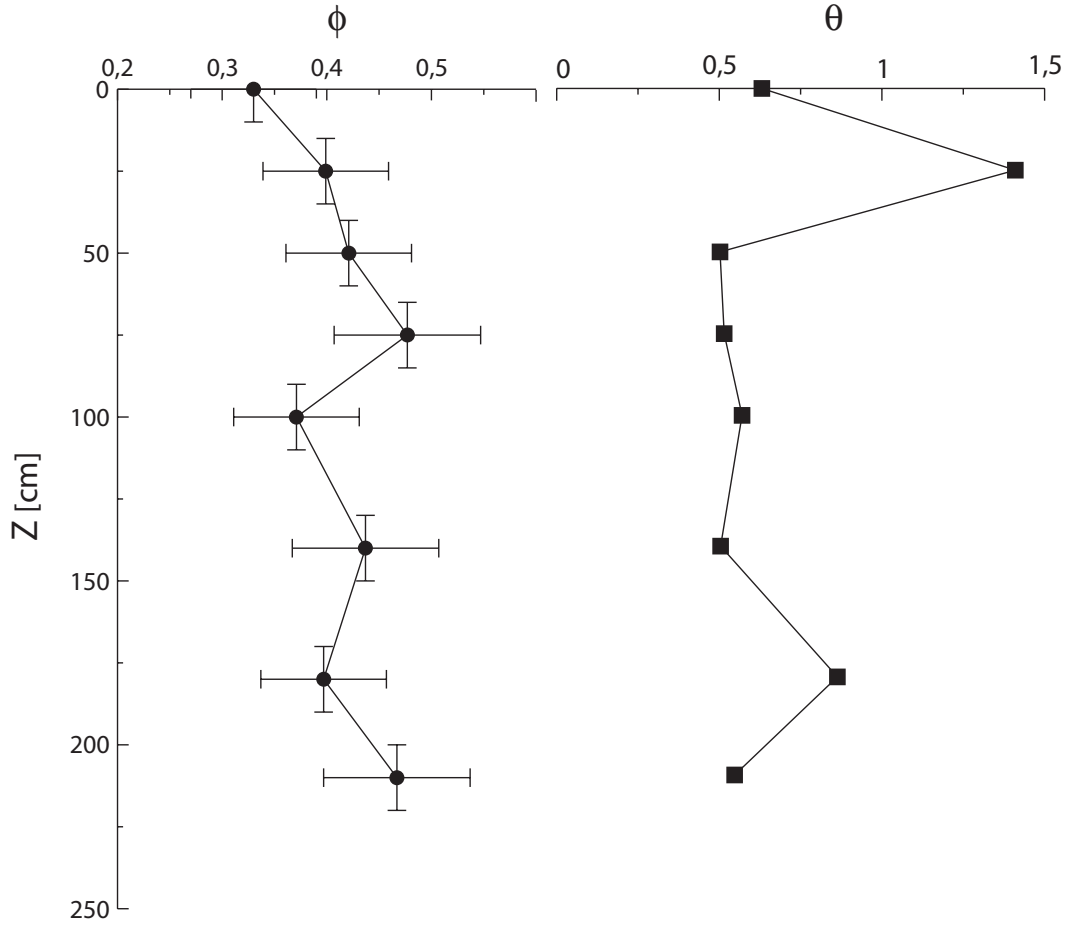


FIGURE IV.3 – Variation verticale de la porosité  $\phi$  (a) et de l'évolution de l'état de saturation  $\theta$  (b). Les échantillons sont prélevés à proximité du dispositif expérimental.  $\phi$  et  $\theta$  sont relativement constant sur 2,3 m d'épaisseur avec des valeurs moyennes de  $\phi = 0,45$  et  $\theta = 0,55$ .

partir d'un maillage à 1224 cellules, élargies sur les bords latéraux et en profondeur IV.2. La figure IV.4 présente les premiers résultats d'une inversion par défaut, où les contrastes sont exprimés en terme de pourcentage de variations de la résistivité électrique par rapport à l'état de référence.

A  $t_1 = 12$  minutes, le modèle ne présente pas de variations de résistivité, excepté en surface sur les 35 premiers cm situés sous le fossé par lequel s'infiltre le traceur. Ce modèle est cohérent avec les résultats intuitivement attendus, en remarquant que l'erreur sur le modèle est très élevée avec  $\varphi(m) = 71 \%$  et qu'il en est de même pour l'ensemble des modèles de la série. Jusqu'au pas de temps  $t_9 = 108$  minutes, les variations de résistivité entre les deux réseaux d'électrodes progressent vers la profondeur. L'intensité de ces variations par rapport à l'état de référence diminuent avec la profondeur, ceci pouvant s'expliquer par la dispersion progressive du soluté. A partir de  $t_{11} = 132$  minutes les variations de résistivité deviennent plus incohérentes, avec notamment des variations importantes à proximité de la surface ne pouvant être attribuées à l'infiltration du traceur qui est stoppée dès  $t_5 = 60$  minutes.

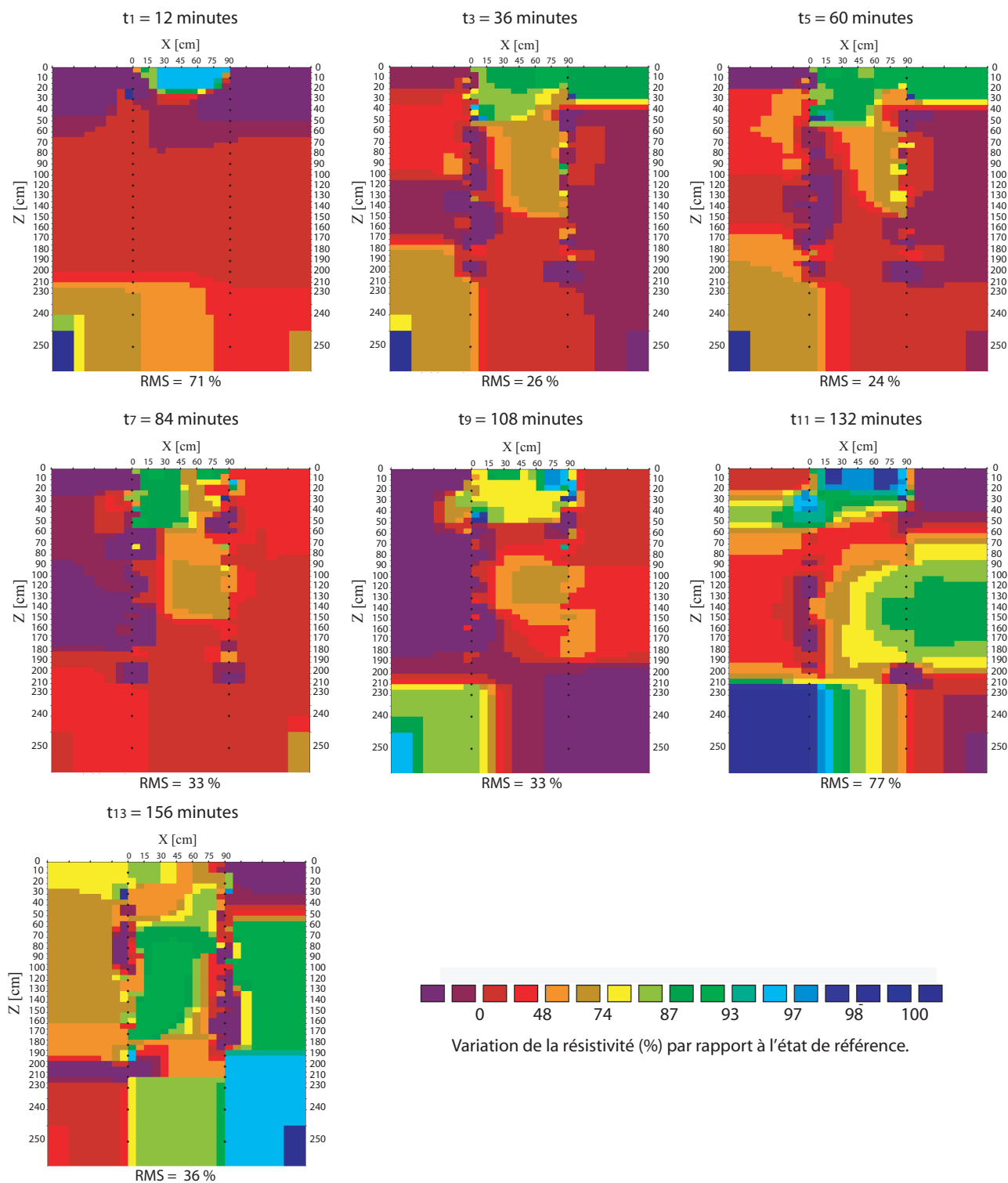


FIGURE IV.4 – Suivi ERT 2D mené au cours du processus d'infiltration du traceur salé. Les mesures sont préalablement normalisées par les mesures de l'état de référence. Chaque modèle correspond à la 11<sup>e</sup> itération du processus d'inversion et est représenté en terme de pourcentage de variations de la résistivité électrique par rapport à l'état de référence.

## IV.6 Conclusion

Ce test préliminaire de terrain a permis d’avoir un premier aperçu de la faisabilité de l’expérimentation de laboratoire. Quoiqu’il en soit, l’estimation des paramètres de transport telle que la vitesse moyenne  $u$  du front de dispersion ou sa dispersivité  $\alpha$  ne peuvent être estimés correctement dans l’état actuel.

L’enfouissement des électrodes doit être fait correctement et suffisamment longtemps avant les tests pour optimiser le contact des électrodes avec le sol. La calibration des données par la loi empirique de Archie suppose que ces paramètres sont connus, ce qui n’est pas le cas de la résistivité des fluides contenus initialement dans la porosité. Ce paramètres est dans tout les cas difficilement quantifiable et nécessiterait de grosses quantités de sable en vue d’une extraction par centrifugation. L’inversion par défaut des modèles ERT est somme toute peu fiable, dont les erreurs importantes sur les modèles traduisent probablement une structure 3D de l’écoulement modélisé en 2D, ou encore une modélisation très peu contrainte par les données. Malgré tout, plus d’attention doit être apportée sur le choix de la méthode d’inversion et de ses paramètres. Puisque le caractère 2D des mesures de terrain ne tient pas compte de la propagation du soluté dans la troisième dimension, les prochains tests seront réalisés en 3D par l’ajout de deux autres réseaux d’électrodes dans le plan perpendiculaire à ceux déjà existant avec un nombre de mesures plus important.

# Conclusions/perspectives

## Conclusions

L'objectif de cette thèse est de tester la faisabilité de la tomographie de résistivité électrique pour quantifier les paramètres de transport de polluants et solutés miscibles au contact des eaux souterraines. Les tests sont réalisés, en laboratoire, sur des milieux poreux homogènes simplifiés. Ce type de dispositif présente l'avantage de pouvoir contrôler et identifier les paramètres de transport de traceurs salés ( $\text{Na}^+$ ,  $\text{Cl}^-$ ) et colorés (water blue) par des acquisition vidéo et ERT effectuées en simultané. Cependant, certaines contraintes expérimentales ont dû être imposées pour favoriser le suivi électrique :

- 1) L'espace poral doit être à saturation.
- 2) La conductivité de la matrice doit être négligeable devant la conductivité des fluides.
- 3) La conductivité électrique est linéairement reliée à la concentration en NaCl dissout.
- 4) Les variations temporelles de la conductivité électrique sont uniquement dues à des changements de conductivité des fluides.

Le choix du protocole d'acquisition des données ERT s'est porté sur une série de 210 points de mesures acquis en dipôle-dipôle transverse du bas vers le haut du milieu poreux. Ce protocole à l'avantage d'être plus sensible à la propagation du traceur, pour un temps d'acquisition de 5 minutes permettant d'optimiser le nombre de séries temporelles sur chaque expérimentation. Malgré tout, les expériences sont confrontées à certaines difficultés inhérentes au laboratoire, dont les plus contraignantes sont liées aux limites finies du système. L'analyse vidéo révèle une propagation plus rapide du colorant sur les bords latéraux qui reste somme toute négligeable pour les débits à la pompe les plus faibles. En revanche les mesures ERT sont fortement perturbées par les effets résistants de la cellule plexiglas qui se répercutent sur les modèles. La normalisation des mesures de résistivité apparente à partir d'une série acquise à l'état initial permet d'atténuer fortement ces effets dans la mesure où ceux-ci jouent un rôle constant sur une expérience donnée.

Puisque le nombre de cellules des modèles est beaucoup plus important que le nombre de données, la modélisation est particulièrement sensible au choix du maillage, aux normes appliquées sur les données et les paramètres, et au facteur d'amortissement. Des valeurs trop élevées de  $\lambda$  et du facteur d'acceptance tendent à lisser les contrastes au niveau du front de dispersion et augmentent l'impact des effets des bords horizontaux sur  $D$  et  $\alpha$ . A l'inverse, une modélisation contrainte par de faibles valeurs de  $\lambda$  et du facteur d'acceptance donnent des résultats plus proches de l'analyse vidéo, mais produit des effets de bosses à l'avant et à l'arrière du front.

Bien que la normalisation atténue fortement les effets de bords, les contrastes de résistivité liés au front de dispersion sont plus étalés proximité de l'entrée et de la sortie. L'ajustement vertical des concentrations donne des vitesses interstitielles  $u$  indépendantes du choix des paramètres d'inversion pour l'ERT et la vidéo, mais dans les deux cas toujours inférieures au débit imposé par la pompe. Ces décalages, qui varient en fonction du débit et de la taille des grains, sont exprimés par le facteur retard  $R_f$ . Les effets de retard résultent de l'adsorption du  $\text{Na}^+$  sur les surfaces des billes de verre chargées négativement qui retarde le front de dispersion du suivi ERT. Pour le suivi vidéo, la taille importante de la molécule du colorant favorise son piégeage dans les zones où la perméabilité est plus faible, en plus d'une éventuelle affinité avec la surface solide.

Les contrastes de conductivité et la stabilité de l'interface créés par la différence de densité entre les fluides testés ici n'ont pas d'influences significatives sur la dispersion qui est dominée par le débit imposé à la pompe. Les estimations du coefficient de dispersion  $(D/R_f)/D_m$  en fonction du nombre de Péclet sont cohérentes avec la courbe théorique de Bachmat (1968). Cependant les valeurs de dispersivité montrent une augmentation de  $\alpha$ , pour les vitesses d'écoulement les plus élevées. Ce comportement est probablement provoqué par des écoulements plus importants sur les bords, et par la mise en suspension des particules les plus fines.

L'étude de l'évolution du centre de masse des panaches au cours du temps, pour une injection instantanée en traceur, montre que l'application d'une norme  $L_2$  tend à surestimer  $D$  et  $\alpha$  mais limite la création des effets de bombement modélisés à l'avant et à l'arrière du front de dispersion. Cela tend également à lisser les contrastes de résistivité au niveau du pic de concentration qui s'en trouve affiné, et dont la modélisation est moins sensible aux effets des bords horizontaux de la cellule en plexiglas.

Les vitesses interstitielles transverses  $u_x$  caractérisées pour un panache 2D sont négligeables pour le colorant et le NaCl. Le protocole d'acquisition en dipôle-dipôle transverse est plus sensible que le dipôle-dipôle équatorial, notamment en ce qui concerne l'amplitude des concentrations par rapport au centre de masse du panache qui se trouve fortement atténuée dans la direction transverse à l'écoulement, tandis que les effets de bombement sont amplifiés. Les résultats ERT

ne révèlent pas de différences significatives sur l'estimation de  $D_z$  (et  $\alpha_z$ ) entre les deux protocoles de mesures. Selon  $x$ , la dispersivité  $\alpha_x$  estimée par le protocole en dipôle-dipôle transverse donne des résultats qui s'ajustent avec ceux de l'analyse vidéo. En revanche, les mesures acquises en dipôle-dipôle équatorial ont tendance à surestimer la dispersion.

Ces expérimentations de laboratoire développées pour le suivi de traceurs par l'ERT, ont permis de caractériser les vitesses interstitielles  $u$  du NaCl dissout et de quantifier leurs facteurs retards  $R_f$  associés. De plus, bien que les mesures électriques et l'inversion soient perturbées par les effets de bord inhérents au laboratoire, les coefficients de dispersion  $D$  et leurs dispersivités associées  $\alpha$  sont cohérentes avec les valeurs attendues. Ces résultats laissent à penser de la faisabilité de l'ERT quant à l'estimation des paramètres de transport de solutés et de polluants au contact des eaux souterraines. Cependant, les contraintes expérimentales liées aux conditions de terrain sont différentes et nécessitent une adaptation du montage expérimental en vue de caractériser la dynamique des panaches en 3D et de considérer une distribution variable de la saturation en eau et de la conductivité apparente correspondante.

## Perspectives

Le montage du dispositif pour chaque expérience est long et contraignant, mais présente l'avantage de pouvoir effectuer un suivi vidéo 2D haute résolution en parallèle des mesures ERT. Malgré tout, l'expérience peut être améliorée en élargissant les extrémités supérieure et inférieure du milieu poreux pour atténuer les effets de bord et acquérir assez de pas de temps ERT fiables pour évaluer les paramètres de transport et notamment la vitesse interstitielle  $u$ . L'installation d'une sonde de conductivité à la sortie du milieu poreux permettra de mesurer la conductivité électrique en continu pour détecter l'arrivée du panache de NaCl dissout.

Des tests supplémentaires doivent être menés afin de confirmer certaines interprétations proposées. En effet, des isothermes d'adsorption de  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Cl}^-$  et du colorant seront réalisés sur des colonnes de billes de verre afin d'évaluer les taux de rétention et les facteurs de retard  $R_f$  des espèces dissoutes. De plus, des expérimentations pour des débits et des tailles de billes différentes permettront de caractériser la dispersion sur une plus grande gamme de nombres de Péclet afin d'évaluer la progression du décalage de  $(D/R_f)/D_m$ . Les expérimentations en injection ponctuelle pourront être affinées par des injections de pulses plus localisés par rapport aux dimensions du milieu poreux, afin de favoriser les ajustements des champs de concentration 2D par la solution de l'équation de transport.

Il serait également intéressant de réaliser des expérimentations avec des contrastes de densité plus fort pour un front statique instable, stoppé au milieu de la cellule, afin d'effectuer des suivis ERT et vidéo au cours de la ré-équilibration de l'interface.

A terme il serait intéressant de reproduire les tests sur d'autres types de traceurs comme des lixiviats ou des polluants naturels prélevés directement sur le terrain, des fluides non miscibles (huiles) ou encore du gaz. Le passage sur d'autres types de milieux poreux (sables, grès, calcaires,...) ou d'autres milieux hétérogènes formés à partir de frittés de billes de verre (hétérogénéités de perméabilité, réseaux de fractures) est envisagé. Cette approche nécessite l'utilisation de modèles de transport et de relations pétrophysiques adaptés aux milieux hétérogènes.

Le choix du protocole de mesures ERT s'est porté essentiellement sur une série de 210 points de mesures en dipôle-dipôle transverse. Ce protocole est le plus sensible à l'ensemble des fronts de dispersion et aux panaches décrit au cours de ce travail. La résolution spatiale des modèles ERT doit être améliorée en ajoutant des mesures supplémentaires, qui permettront de moins contraindre l'inversion des données et par la même occasion de limiter les artefacts de modélisation, ceci au détriment de la résolution temporelle. Le choix du protocole de mesure le plus adapté doit faire l'objet d'une analyse de sensibilité soit par l'intermédiaire des algorithmes génétiques, soit par le calcul d'une fonction dite offset. Deux approches sont possibles pour cette dernière, à savoir une approche globale qui permettra d'estimer la meilleure série de quadripôle pour imager toute la section 2D. Ou encore, une approche locale destinée à la description de certaines régions d'intérêt du domaine localisées au niveau du front de dispersion et du centre de masse du panache de traceur.

Res2Dinv est un logiciel commercial d'inversion 2D de données électrique, très fonctionnel lorsqu'il s'agit de produire des modèles destinés à une interprétation qualitative, complémentaire à d'autres méthodes géophysiques. Toutefois, lorsque l'approche devient plus quantitative, l'opérateur est limité dans ces capacités d'action puisqu'il est impossible d'avoir un accès direct aux codes d'inversion et de modélisation direct. Les données de cette étude (et les suivantes) devront donc être retraitées par un algorithme d'inversion 3D, qui permettra, entre autre, de spécifier les conditions aux limites du champ de potentiel propre à la géométrie du milieu. Dans ces conditions il sera également possible d'inclure de l'information a priori dans le vecteur de paramètres de références  $m_0$  en estimant des valeurs de résistivité sur chaque bloc 3D du modèle à partir d'une relation pétrophysique comme la loi de Archie. L'inversion pourra également être couplée aux équations d'écoulement et de transport par une approche stochastique et estimer directement les paramètres de transport  $D$ ,  $\alpha$ ,  $u$  et  $R_f$  à partir d'une analyse statistique des erreurs a posteriori.



Des expériences préliminaires de terrain ont été réalisées sur des sables de Fontainebleau en vue d'adapter le dispositif de laboratoire à une échelle supérieure. Ces premiers tests 2D démontrent que le suivi expérimental doit être effectué en 3D afin de pouvoir déterminer la part de traceur qui s'écoule dans le plan perpendiculaire au plan du dispositif.

# Bibliographie

- [1] Abbaspour, K., Matta, V., Huggengerger, P., Johnson, C. A., 2000, A contaminated site investigation : comparison of information gained from geophysical measurements and hydrogeological modeling : J. of Cont. Hydrol., 365-380.
- [2] Archie, G. E., 1942, The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics : J. Petrol. Technol. Tech. Pub. 5 p.
- [3] Bachmat, Y., 1968, On the similitude of dispersion phenomena in homogeneous and isotropic porous medium : Water Resour. Res., **4**, **3**, 1079-1083.
- [4] Barker, R. D., 1989, Depth of investigation of collinear symmetrical four-electrode arrays : Geophysics, **54**, 1031-1037.
- [5] Barker, R., Moore, J., 1998, The application of time-lapse electrical tomography in groundwater studies : The Leading Edge.
- [6] Bauer, P., Supper, R., Zimmermann, S., Kinzelbach, W., 2006, Geoelectrical imaging of groundwater salinization in the Okavango Delta, Botswana : J. Appl. Geophys., **60**, 126-141.
- [7] Batlle-Aguilar, J., Schneider, S., Pessel, M., Tucholka, P., Coquet, Y., Vachier, P., 2009, Axisymmetrical infiltration in soil imaged by noninvasive electrical resistivity : Soil Sci. Soc. Am. J., **73**, 510-520.
- [8] Bear, J., 1972, *Dynamics of Fluids in Porous Media.*, American Elsevier, New York, 764 p.

- [9] Beinhorn, M., Dietrich, P., Kolditz, O., 2005, 3D numerical evaluation of density effects on tracer tests : J. Cont. Hydro., **81**, 89-105.
- [10] Berkowitz, B., Cortis, A., Dentz, M., Scher, A., 2006, Modeling non-Fickian transport in geological formations as a continuous time random walk : Rev. Geophys., **44**, 49 p.
- [11] Berkowitz, B., Scher, H., 2009, Exploring the nature of non-Fickian transport in laboratory experiments : Adv. W. Res., **32**, 750-755.
- [12] Bevc, D., Morrison, H. F., 1991, Borehole to surface electrical resistivity monitoring of salt water injection experiment : Geophysics, **56**, 769-777.
- [13] Bijeljic, B., Muggeridge, A. H., Blunt, M. J., 2004, Pore-scale modeling of longitudinal dispersion : Water Resour. Res., **40**, W11501.
- [14] Bijeljic, B., Rubin, S., Sher, H., Berkowitz, B., 2010, Non-Fickian transport in porous media with bimodal structure heterogeneity : J. Cont. Hydro., doi :10.1016.
- [15] Bing, Z., Greenhalgh, S. A., 1997, A synthetic study on crosshole resistivity imaging using different electrode arrays : Expl. Geophys., **28**, 1-5.
- [16] Bing, Z., Greenhalgh, S. A., 2000, Cross-hole resistivity tomography using different electrode configurations : Geophys. Prospect., **48**, 887-912.
- [17] Binley, A., Henry-Poulter, S., Shaw, B., 1996, Examination of solute transport in an undisturbed soil column using electrical resistance tomography : Water Resour. Res., **32**, 763-769.
- [18] Bolève, A., Crespy, A., Revil, A., Janod, F., Mattiuzzo, L., 2007, Streaming potentials of granular media : Influence of the Dukhin and Reynolds numbers : J. Geophys. Res., **112**, B08204.
- [19] Boschan, A., Auradou, H., Ippolito, I., Chertcoff R., Hulin J-P., 2007, Miscible displacement fronts of shear thinning fluids inside rough fractures : Water Res. Res., **43**, W03438.

- [20] Bowling, J. C., Zheng, C., Rodrigez, A. B., Harry, D. L., 2006, Geophysical constraints on contaminant transport modeling in a heterogenous fluvial aquifer : J. Cont. Hydrol., **85**, 72-88.
- [21] Brigham, W. E., Reed, P. h., Dew, J. N., 1961, Experiments on mixing during miscible displacement in porous media : Soc. of Pet. Eng. J.
- [22] Bussian, A. E., 1983, Electrical conductance in porous media : Geophysics, **48**, 1258-1268.
- [23] Cardarelli, E., Fischanger, F., 2006, 2D data modelling by electrical resistivity tomography for complex subsurface geology : Geophys. Prospect., **54**, 121-133.
- [24] Chambers, J. E., Loke, M. H., Ogilvy, R. D., Meldrum, P. I., 2004, Noninvasive monitoring of DNAPL migration through a saturated porous medium using electrical impedance tomography : J. Cont. Hydrol, **68**, 1-22.
- [25] Charette, V. J., Evangelista, E., Chertcoff, R., Auradou, H., Hulin, J-P., Ippolito, I., 2007, Influence of disorder on solute dispersion in a flow channel : Eur. Phys. J. Appl. Phys., **39**, 267-274.
- [26] Charlaix, E., 1987, Dispersion en milieux poreux : mise en évidence de longueurs caractéristiques : Thèse de l'Université Paris 6.
- [27] Coats, K., Smits, B. D., 1964, Dead-end pore volume and dispersion in porous media : J. Soc. Petrol. Eng., **3**, 73-84.
- [28] Dahlin, T., Loke, M. H., 1998, Resolution of 2D Wenner resistivity imaging as assessed by numerical modelling : J. Appl. Geophys., **38**, 237-249.
- [29] D'Angelo, M. V., Auradou, H., Allain, C., Rosen, M., 2008, Dispersion enhancement and damping by buoyancy driven flows in two-dimensional networkks of capillaries : Physics of Fluids, **20**, 034107.

- [30] Daily, W., Owen, E., 1991, Cross-borehole resistivity tomography : Geophysics, **56**, 1228-1235.
- [31] Daily, W., Ramirez, A., Labrecque, D., Barber, W., 1995, Electrical resistance tomography experiments at the Oregon Graduate Institute : J. Appl. Geophys., **33**, 227-237.
- [32] Darcy, H., 1856, Les fontaines de la ville de Dijon : V. Dalmont, Paris.
- [33] Deceuster, J., Delgranche, J., Kauffmann, O., 2006, 2D cross-borehole resistivity tomography below foundations as a tool to design proper remedial actions in covered karst : J. Appl. Geophys., **60**, 68-86.
- [34] Detwiler, R. L., Rajaram, H., 2000, Solute transport in variable-aperture fractures : An investigation of the relative importance of Taylor dispersion and macrodispersion : Water Resour. Res., **36**, 1611-1625.
- [35] Dey, A., Morrison, H. F., 1979, Resistivity modeling for arbitrarily shaped three-dimensional structures, Soc. Expl. Geophys.
- [36] Drahor M. G., Kurtulmuş T. Ö., Berge M. A., Hartmann M., Speidel M. A., 2008, Magnetic imaging and electrical resistivity tomography studies in a Roman military installation found in Satala archaeological site, northeastern Anatolia, Turkey : J. Archae. Sci., **35**, 259-271.
- [37] Edwards, L. S., 1977, A modified pseudosection for resistivity and induced polarization : Geophysics., **42**, 1020-1036.
- [38] Freeze, R. A., Cherry, J. A., 1979, Groundwater, Prentice Hall Inc., Upper Saddle River, NJ07458.
- [39] Flowers, T. C., Hunt, J. R., 2007, Viscous and gravitational contributions to mixing during vertical brine transport in water-saturated porous media, Water Resour. Res. **43**, W01407.

- [40] Friedman, S. P., 2005, Soil properties influencing apparent electrical conductivity : a review : *Comp. Electro. Agri.*, **46**, 45-70.
- [41] Furman, A., Warrick, A. W., Ferré, T. P. A., 2002, Electrical potential distributions in a heterogeneous subsurface in response to applied current : solution for circular inclusions : *Vadose Zone J.*, **1**, 273-280.
- [42] Furman, A., Ferré, T. P. A., Warrick, A. W., 2003, A sensitivity analysis of electrical resistivity tomography array types using analytical element modeling : *Vadose Zone J.*, **2**, 416-423.
- [43] Furman, A., Ferré, T. P. A., Warrick, A. W., 2004, Optimization of ERT surveys for monitoring transient hydrological events using perturbation sensitivity and genetic algorithms : *Vadose Zone J.*, **3**, 1230-1239.
- [44] Furman, A., Ferré, T. P. A., Health, G. L., 2007, Spatial focusing of electrical resistivity surveys considering geologic and hydrologic layering : *Geophysics*, **72**, F65-F73.
- [45] Garre, S., Koestel, J., Gunther, T., Javaux, M., Vanderborght, J., Vereecken, H., 2010, Comparison of heterogeneous transport processes observed with electrical resistivity tomography in two soils : *Vadose Zone J.*, **9**, 336-349.
- [46] Glass, R. J., Nicholl, M. J., Ramirez, A. L., Daily, W., 2002, Liquid phase structure within an unsaturated fracture network beneath a surface infiltration event : field experiment : *Water Resour. Res.*, **38**, WR000167.
- [47] Gondret, P., 1994, Hydrodynamique de suspensions monotailles et bitailles en écoulement oscillant : PhD of University Claude Benard-Lyon 1, ref 20-94.
- [48] Graf, T., Therrien, R., 2007, Variable-density groundwater flow and solute transport in irregular 2D fracture networks : *Adv. Water Res.*, **30**, 455-468.
- [49] deGroot-Hedlin, C., Constable, S., 1990, Occam's inversion to generate smooth, two dimensional models from magnetotelluric data : *Geophysics*, **55**, 1613-1624.

- [50] Guyon, E., Hulin J.P., Petit, C., Mitescu, C. D., 2001, Physical Hydrodynamics : Oxford University Press.
- [51] Henning, T., Weller, A., Moller, M., 2008, Object orientation focussing of geoelectrical multielectrodes measurements : J. of Appl. Geophy., **65**, 57-64.
- [52] Hilbich, C., Marescot, L., Hauck, C., Loke, M. H., Mäusbacher, R., 2009, Applicability of electrical resistivity tomography monitoring to coarse blocky and ice-rich permafrost landforms : Perm. Perig. Process, **20**, 269-284.
- [53] Horobin, R. W., Kiernan, J. A., 2002, Conn's Biological Stains : A Handbook of Dyes, Stains and Fluorochromes for Use in Biology and Medicine, BIOS Scientific Publishers Ltd.
- [54] Jackson, P. D., Taylor Smith, D., Stanford, P. N., 1978, Resistivity-porosity-particle shape relationships for marine sands : Geophysics, **43**, 1250-1268.
- [55] Johannsen, K., Oswald, S., Held, R., Kinzelbach, W., 2006, Numerical simulation of three-dimensional saltwater-freshwater fingering instabilities observed in a porous medium : Adv. Water Res., **29**, 1690-1704.
- [56] Jiao, C-Y., Hötzl, H., 2004, An experimental study of miscible displacement in porous media with variation of fluid density and viscosity : Transport in Porous Media, **54**, 125-144.
- [57] Kamel, M. H., 2001, An approach for estimating formation factor parameter from transit time data in clean sand formation : J. Petr. Sci. Eng., **30**, 83-89.
- [58] Kemna, A., Vanderborght, J., Kulesa, B., Vereecken, H., 2002, Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models : J. Hydrol., **267**, 125-146.
- [59] Koestel, J., Kemna, A., Javaux, M., Binley, A., Vereecken, H., 2008, Quantitative imaging of solute transport in an unsaturated and undisturbed soil monolith with 3-D ERT and TDR : Water Resour. Res., **44**, W12411.

- [60] Koestel, J., Javaux, M., Kasteel, R., Binley, A., Vereecken, H., 2009, Imaging brilliant blue stained soil by means of electrical resistivity tomography : *Vadose Zone J.*, **8**, 963-975.
- [61] Labrecque, D. J., Ramirez, A. L., Daily, W. D., Binley, A., Schima, S .A., 1996, ERT monitoring of environmental remediation processes : *Meas. Sci. Technol.*, **7**, 375-383.
- [62] Labrecque, D. J., Miletto, M., Daily, W. D., Ramirez, A., Owen, E., 1996, The effects of noise on Occam's inversion of resistivity tomography data : *Geophysics*, **61**, 538-548.
- [63] Labrecque, D. J., Sharpe, R., Wood, T., Heath, G., 2004, Small-scale Electrical Resistivity Tomography of wet fractured rocks : *Ground Water*, **42**.
- [64] Leroy, P., Revil, A., Kemna, A., Cosenza, P., Ghorbani, A., 2008, Complex conductivity of water-saturated packs of glass beads : *J. Coll. Int. Sci.*, **321**, 103-117.
- [65] Lines, L. R., Treitel, S., 1984, A review of least-squares inversion and its application to geophysical problems : *Geophys. Prospect.*, **32**, 159-186.
- [66] Liu, H. H., Dane, J. H., 1996, A criterion for gravitational instability in miscible dense plumes : *J. Cont. Hydrol.*, **23**, 233-243.
- [67] Liu, H. H., Dane, J. H., 1997, A numerical study on gravitational instabilities of dense aqueous phase plumes in three-dimensional porous media : *J. Hydrol.*, **194**, 126-142.
- [68] Loke, M. H., 1996-2004, Tutorial : 2-D and 3-D electrical imaging surveys : Copyright M.H.Loke, 136 p.
- [69] Loke, M. H., Barker, R. D., 1996, Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections using a quasi-Newton method : *Geophys. Prospect.*, **49**, 131-152.
- [70] Loke, M. H., Dahlin, T., 2002, A comparison of the Gauss-Newton and quasi-Newton methods in resistivity imaging inversion : *J. Appl. Geophys.*, **49**, 149-162.



- [71] Maillet R., Migaux, L., 1942, Conrad Schlumberger et la prospection électrique, Dunod, Paris, 190 p.
- [72] de Marsily G., 1981, Hydrogéologie quantitative, Masson, Paris, 215 p.
- [73] Menand, T., Woods, A. W., 2005, Dispersion, scale, and time dependence of mixing zones under gravitationally stable and unstable displacements in porous media : Water Resour. Res., **41**, W05014.
- [74] McGillivray, A., Oldenburg, D. W., 1990, Methods for calculating Fréchet derivatives and sensitivities for the non-linear inverse problem : a comparative study : Geophys. Prospect., **38**, 499-524.
- [75] Militzer, H., Rösler, R., Lösch, W., 1979, Theoretical and experimental investigations for cavity research with geoelectrical resistivity methods : Geophys. Prospect., **27**, 640-652.
- [76] Monego, M., Cassiani, G., Deiana, R., Putti, M., Passadore, G., Altissimo, L., 2010, A tracer test in a shallow heterogeneous aquifer monitored via time-lapse surface electrical resistivity tomography : Geophysics, **75**, WA61-WA73.
- [77] Mualem, Y., Friedman, S. P., 1991, Theoretical prediction of electrical conductivity in saturated and unsaturated soil : Water Resour. Res., **27**, 2771-2777.
- [78] Mualem, I. R., 1976, Finite-difference resistivity modeling for arbitrarily shaped two-dimensional structures : Geophysics, **41**, 62-78.
- [79] Nguyen, F., Garambois, S., Jongmans, D., Picard, E., Loke, M. H., 2005, Image processing of 2D resistivity data for imaging faults : J. Appl. Geophys, **57**, 260-277.
- [80] Nguyen, F., Garambois, S., Chardon, D., Hermitte, D., Bellier, O., Jongmans D., 2007, Subsurface electrical imaging of anisotropic formations affected by a slow active reverse fault, Provence, France : J. Appl. Geophys, **62**, 338-353.

- [81] Nimmer, R. E., Osiensky, J. L., Binley, A. M., Williams, B. C., 2008, Three-dimensional effects causing artefacts in two-dimensional cross-borehole electrical imaging : J. Hydrol., **359**, 59-70.
- [82] Olayinka, I. A., Yaramanci, U., 2000, Use of block inversion in the 2-D interpretation of apparent resistivity data and its comparison with smooth inversion : J. Appl. Geophys., **45**, 63-81.
- [83] Oldenborger, G. A., Routh, P. S., Knoll, M. D., 2005, Sensitivity of electrical resistivity tomography data to electrode position errors Geophys. J. Int., **163**, 1-9.
- [84] Oldenborger, G. A., Routh, P. S., Knoll, M. D., 2007, Model reliability for 3D electrical resistivity tomography : Application of the volume of investigation index to a time-lapse monitoring experiment : Geophysics, **72**, 167-175.
- [85] Oldenborger, G. A., Knoll, M. D., Routh, P. S., Labrecque, D. J., 2007, Time-lapse ERT monitoring of an injection/withdrawal experiment in a shallow unconfined aquifer : Geophysics, **72**, F177-F187.
- [86] Oostrom, M., Dane, J. H., 1992, Experimental investigation of dense solute plumes in an unconfined aquifer model : W. Resour. Res, **9**, 2315-2326.
- [87] Osiensky, J. L., Donaldson, P. R., 1995, Electrical flow through an aquifer for contaminant source leak detection and delineation of plume evolution : J. of Hydrol., **169**, 243-263.
- [88] Oswald, S. E., Spiegel, M. A., Kinzelbach, W., 2007, Three-dimensional saltwater-freshwater fingering in porous media : contrasts agent MRI as basis for numerical simulation : Magn. Reson. Imag., **25**, 537-540.
- [89] Padhy, G. S., Lemaire, C., Amirtharaj, E. S., Ioannidis, M. A., 2007, Pore size distribution in multiscale porous media as revealed by DDIF-NMR, mercury porosimetry and statistical image analysis : Coll. Surf. A, **300**, 222-234.

- [90] Papadopoulos, N. G., Tsourlos, P., Tsokas, G. N., Sarris, A., 2007, Efficient ERT measuring and inversion strategies for 3D imaging of buried antiquities : *Near. Surf. Geophy.*, **5**, 349-362.
- [91] Peters, E. J., Gharbi, R., Afzal, N., 1996, A look at dispersion in porous media through computed tomography imaging : *J. Pet. Sci. Eng.*, **15**, 23-31.
- [92] Pollock, D., Cirpka, O. A., 2008, Temporal moments in geoelectrical monitoring of salt tracer experiments : *Water Resour. Res.*, **44**, W12416.
- [93] Pollock, D., Cirpka, O. A., 2010, Fully coupled hydrogeophysical inversion of salt tracer experiments monitored by electrical resistivity tomography, *Near Surface*.
- [94] Ptak, T., Piepenbrink, M., Martac, E., 2004, Tracer tests for the investigation of heterogeneous porous media and stochastic modelling of flow and transport-A review of some recent developments : *J. Hydrol.*, **294**, 122-163.
- [95] Ramirez, A. L., Daily, W. D., Newmark, R. L., 1995, Electrical Resistance tomography for Steam injection monitoring and process control : *JEEG*, **0**, 39-51.
- [96] Ramirez, A. L., Daily, W. D., 2001, Electrical imaging at the large block test-Yucca Mountain, Nevada : *J. of Appl. Geophy.*, **46**, 85-100.
- [97] Revil, A., Glover, P. W. J., 1998, Nature of surface electrical conductivity in natural sands, sandstones, and clays : *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 691-700.
- [98] Revil, A., Florsch, N., 2010, Determination of permeability from spectral induced polarization in granular media : *Geophys. J. Int.*, **181**, 1480-1498.
- [99] Revil, A., Jardani, A., 2010, Stochastic inversion of permeability and dispersivities from time lapse self-potential measurements : A controlled sandbox study. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L11404.

- [100] Rey, E., Jongmans, D., Gotteland, P., Garambois, S., 2006, Characterization of soils with stony inclusions using geoelectrical measurements : J. Appl. Geophys., **58**, 188-201.
- [101] Rey, E., Jongmans, D., 2007, A 2D numerical study of the effect of particle shape and orientation on resistivity in shallow formations : Geophysics, **72**, F9-F17.
- [102] Rhoades, J. D., Raats, P. A. C., Prather, R. J., 1976, Effect of liquid-phase electrical conductivity, water content, and surface conductivity on bulk soil electrical conductivity : Soil Sci. Soc. Am. J., **40**, 651-655.
- [103] Rhoades, J. D., Manteghi, N. A., Shouse, P. J., Alves, W. J., 1989, Soil electrical conductivity and soil salinity : new formulations and calibrations : Soil Sci. Soc. Am. J., **53**, 433-439.
- [104] Roy, A., Apparao, A., 1971, Depth of investigation in direct current methods : Geophysics, **36**, 943-959.
- [105] Saffman, P. G., 1960, A theory of dispersion in a porous medium : J. Fluid. Mech., **3**, **6**, 321-349.
- [106] Salem, S. H., Chilingarian, V. G., 1999, The cementation factor of Archie's equation for shaly sandstone reservoirs : J. Petrol. Sci. Eng., **23**, 83-93.
- [107] Samouëlian, A., Richard, G., Cousin, I., Guérin, R., Bruand, A., Tabbagh, A., 2004, Three-dimensional crack monitoring by electrical resistivity measurement : Europ. J. Soil Sci., **55**, 751-762.
- [108] Sasaki, Y., 1992, Resolution of resistivity tomography inferred from numerical simulation : Geophys. Prosp., **40**, 453-463.
- [109] Seaton, W. J., Burbey, T. J., 2002, Evaluation of two-dimensional resistivity methods in a fractured crystalline-rock terrane : J. Appl. Geophys., **51**, 21-41.
- [110] Setoh, M., Hiraoka, K., Nakamura, A. M., Hirata, N., Arakawa, M., 2007, Collisional disruption of porous sintered glass beads at low impact velocities : Adv. Spa. Res., **40**,

- [111] Simunek, J., Jarvis, N. J., van Genuchten, M. Th., Gardenas, A., 2003, Review and comparison of models for describing non-equilibrium and preferential flow and transport in the vadose zone : J. Hydrol., **272**, 14-35.
- [112] Singha, K., and Gorelick, S. M., 2006, Hydrogeophysical tracking of three-dimensional tracer migration : The concept and application of apparent petrophysical relations : Water. Resour. Res., **42**, W06422.
- [113] Slater, L., Binley, A. M., Daily, W., Johnson, R., 2000, Cross-hole electrical imaging of a controlled saline tracer injection : J. Appl. Geophys., **44**, 85-102.
- [114] Slater, L., Binley, A. M., Cassiani, G., Birken, R., Sandberg, S., 2002, A 3D study of solute transport in a large experimental tank : J. Appl. Geophys., **49**, 221-229.
- [115] Snieder, R., Trampert, J., ?, Inverse problem in geophysics : course, Dept. of Geophysics, Utrecht University, Netherland.
- [116] Spitzer, K., 1998, The three-dimensional DC sensitivity for surface and subsurface sources : Geophys. J. Int., **134**, 736-746.
- [117] Stummer, P., Mauer, H., Green, A. G., 2004, Experimental design : electrical resistivity data sets that provide optimum subsurface information : Geophysics, **69**, 120-139.
- [118] Szalai, S., Szarka, L., Prácser, E., Bosch, F., Müller, I., Turberg, P., 2002, Geoelectric mapping of near-surface karstic fractures by using null arrays : Geophysics, **67**, 1769-1778.
- [119] Tarantola, A., 2005, Inverse problem theory and methods for model parameter estimation : SIAM.
- [120] Taylor, G. I., 1954, Diffusion and mass transport in tubes : Proc. Phys. Soc., **LXVII**, 857-869.

- [121] Turesson, A., 2006, Water content and porosity estimated from ground-penetrating radar and resistivity : J. Appl. Geophys., **58**, 99-111.
- [122] Uchida, H., Matsuoka, M., 2004, Molecular dynamics simulation of solution structure and dynamics of aqueous sodium chloride solutions from dilute to supersaturated concentration : Fluid Phase Equi., **219**, 49-54.
- [123] Vanderborght, J., Mallants, D., Vanclooster, M., Feyen, J., 1997, Parameter uncertainty in the mobile-immobile solute transport model : J. Hydrol., **190**, 75-101.
- [124] Vanderborght, J., Kemna, A., Hardelauf, H., Vereecken, H., 2005, Potential of electrical resistivity tomography to infer aquifer transport characteristics from tracer studies : a synthetic case study : Water. Resour. Res., **41**, W06013.
- [125] Waxman, M. H., Smits, L. J. M., 1968, Electrical conductivities in oil-bearing shaly sands : Soc. Petrol. Eng., **243**.
- [126] West, L. J., Stewart, D. I., Binley, A. M., Shaw, B., 1999, Resistivity imaging of soil during electrokinetic transport : Engineering Geology, **53**, 205-215.
- [127] White, P. A., 1988, Measurement of Ground-Water parameters using salt-water injection and surface resistivity : Ground Water, **26**.
- [128] White, P. A., 1994, Electrode arrays for measuring groundwater flow direction and velocity : Geophysics, **59**, 192-201.
- [129] Wilkinson, P. B., Meldrum, P. I., Kuras, O., Chambers, J. E., Holyoake, S. J., Ogilvy, R. D., 2010, High Resolution Electrical Resistivity Tomography monitoring of a tracer test in a confined aquifer : J. Appl. Geophys., **70**, 268-276.
- [130] Wise, D., J., Cassidy, J., Locke, C. A., 2003, Geophysical imaging of the Quaternary Wairoa North Fault, New Zealand - A case study : J. Appl. Geophy., **53**, 1-16.

- [131] Wolke, R., Schwetlick, H., 1988, Iteratively reweighted least squares algorithms, converge analysis, and numerical comparisons : SIAM Journal of Scientific and Statistical Computations, **9**, 907-921.
  
- [132] Zhang, Q. Y., Volker, R. E., Lockington, D. A., 2002, Experimental investigation of contaminant transport in coastal groundwater : Adv. Env. Res., **6**, 229-237.
  
- [133] Zhou, Q., 2007, A sensitivity analysis of DC resistivity prospecting on finite homogeneous blocks and columns : Geophysics, **72**, F237-F247.

# Annexes

## Annexe 1 : Milieu à double perméabilité

### Protocole de formation des frittés de billes de verre

Cette annexe introduit brièvement les expériences menées sur un milieu à double perméabilité. Le milieu poreux est formé au centre par un fritté de 1 cm de côté et 27 cm de haut disposé verticalement est maintenu de chaque côté par remplissage de billes de verres non consolidées de  $146\ \mu m$  de diamètre moyen. Les frittés sont formés par fusion partielle d'un empilement de billes de verre de  $580\ \mu m$  de diamètre moyen. Le protocole de fusionnage est élaboré à partir de celui décrit par Or et al (2009) (Fig.IV.5). Un tube de verre rempli de billes de verres est fermé aux deux extrémités il est placé dans un four préalablement monté à une température de  $730^{\circ}C$ . A cette température le verre commence à se ramollir suffisamment pour faire fusionner les surfaces des billes. Ce palier est conservé pendant 30 minutes, puis la température est descendue à  $540^{\circ}C$  pendant une heure afin de recuire lentement les particules fusionnées et éliminer les tensions pouvant ultérieurement fragiliser le milieu poreux. Enfin, la température est descendue à  $400^{\circ}C$  pendant 3 heures pour éliminer le reste des tensions. Le système est ensuite laissé au repos durant une journée à température ambiante, puis coupé à la scie électrique selon les dimensions désirées.

### Suivis qualitatifs en injection large et ponctuelle

Une série de 9 expériences (Tab.IV.1) est réalisée en injection continue sur toute la largeur du milieu poreux pour différents débits à la pompe. Les mesures ERT sont acquises en dipôle-dipôle transverse (exp. 41 à 45) et en dipôle-dipôle équatorial (exp. 46 à 49).

Les expériences répertoriées dans le tableau IV.2 sont réalisées pour une injection ponctuelle du traceur à la base du fritté de billes de verre, tandis que le reste de la section poreuse est soumise à l'injection de fluide clair depuis la base de la cellule. Les mesures ERT sont acquises en dipôle-dipôle transverse (exp. 50 à 55 Tab.IV.1) et en dipôle-dipôle équatorial (exp. 56 à 59 Tab.IV.1).



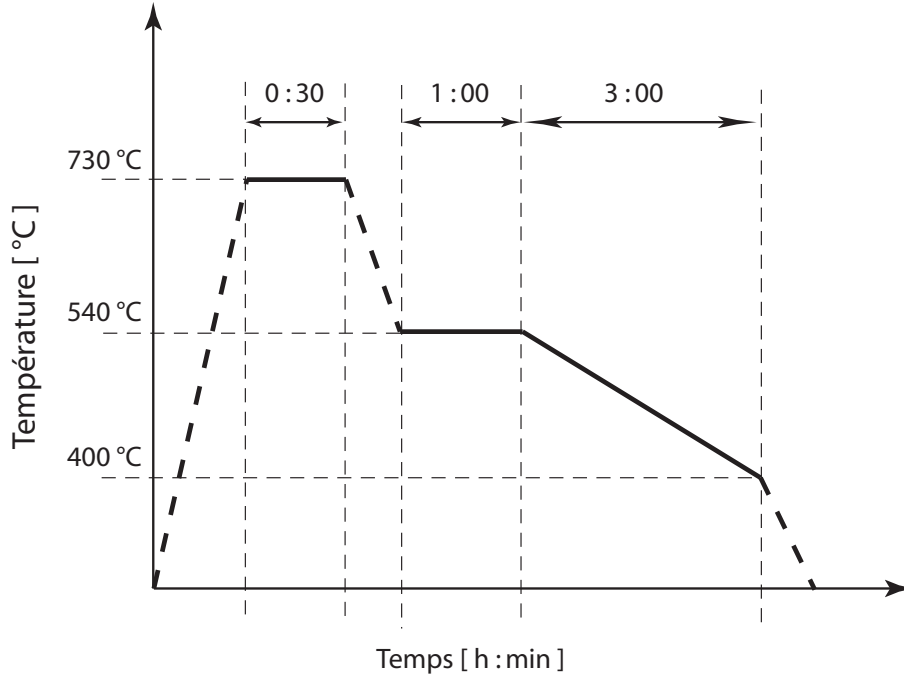


FIGURE IV.5 – Formation des frittés de billes de verre : paliers de températures.

<i>Exp.</i> <i>n°</i>	$[NaCl]_0$ $g.L^{-1}$	$\sigma_0$ $\mu S.cm^{-1}$	$[NaCl]_1$ $g.L^{-1}$	$[dye]_1$ $g.L^{-1}$	$\sigma_1$ $\mu S.cm^{-1}$	$Q$ $mL.min^{-1}$	$N_g \times 10^{-3}$ /	$Pe_{NaCl}$ /	$Pe_{dye}$ /
41	0.3	638	1.15	0.05	2360	0.5	122.18	7.55	18.60
42	0.3	650	1.15	0.05	2360	1.5	40.73	22.66	55.79
43	0.3	638	1.15	0.05	2360	2.5	24.44	37.77	92.98
44	0.3	638	1.15	0.05	2360	3.5	17.45	52.88	130.17
45	0.3	638	1.15	0.05	2360	1.5	-40.73	22.66	55.79
46	0.3	634	1.15	0.05	2360	0.5	12.22	7.55	18.60
47	0.3	638	1.15	0.05	2360	1.5	40.73	22.66	55.79
48	0.3	634	1.15	0.05	2360	3.5	17.45	52.88	130.17
49	0.3	638	1.15	0.05	2360	1.5	-40.73	22.66	55.79

TABLE IV.1 – Expérimentations réalisées en injection verticale continue sur toute la largeur du milieu poreux à deux perméabilités.  $[NaCl]_0$  et  $[NaCl]_1$  sont respectivement les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré.  $[dye]$  est la concentration en colorant.  $\sigma_0$  et  $\sigma_1$  sont les conductivités électriques des deux fluides.  $Q$  est le débit moyen dans les pores imposé par la pompe. La différence de densité entre les deux fluides est fixée à  $\Delta\rho = 0,9$ ,  $N_g$  est le nombre de gravité et  $Pe$  le nombre de Péclet. Les mesures ERT des expériences 41 à 45 sont acquises en dipôle-dipôle transverse, tandis que les suivis 46 à 49 sont acquis en dipôle-dipôle équatorial.

Les figures IV.6 et IV.7 illustrent les suivis temporels 2D des expériences 47 et 56 où le débit à la pompe est de  $1,5 \text{ mL.min}^{-1}$ . Pour l'injection réalisée sur toute la largeur du milieu poreux, les images vidéo montrent que le traceur se propage plus rapidement dans la bande centrale plus

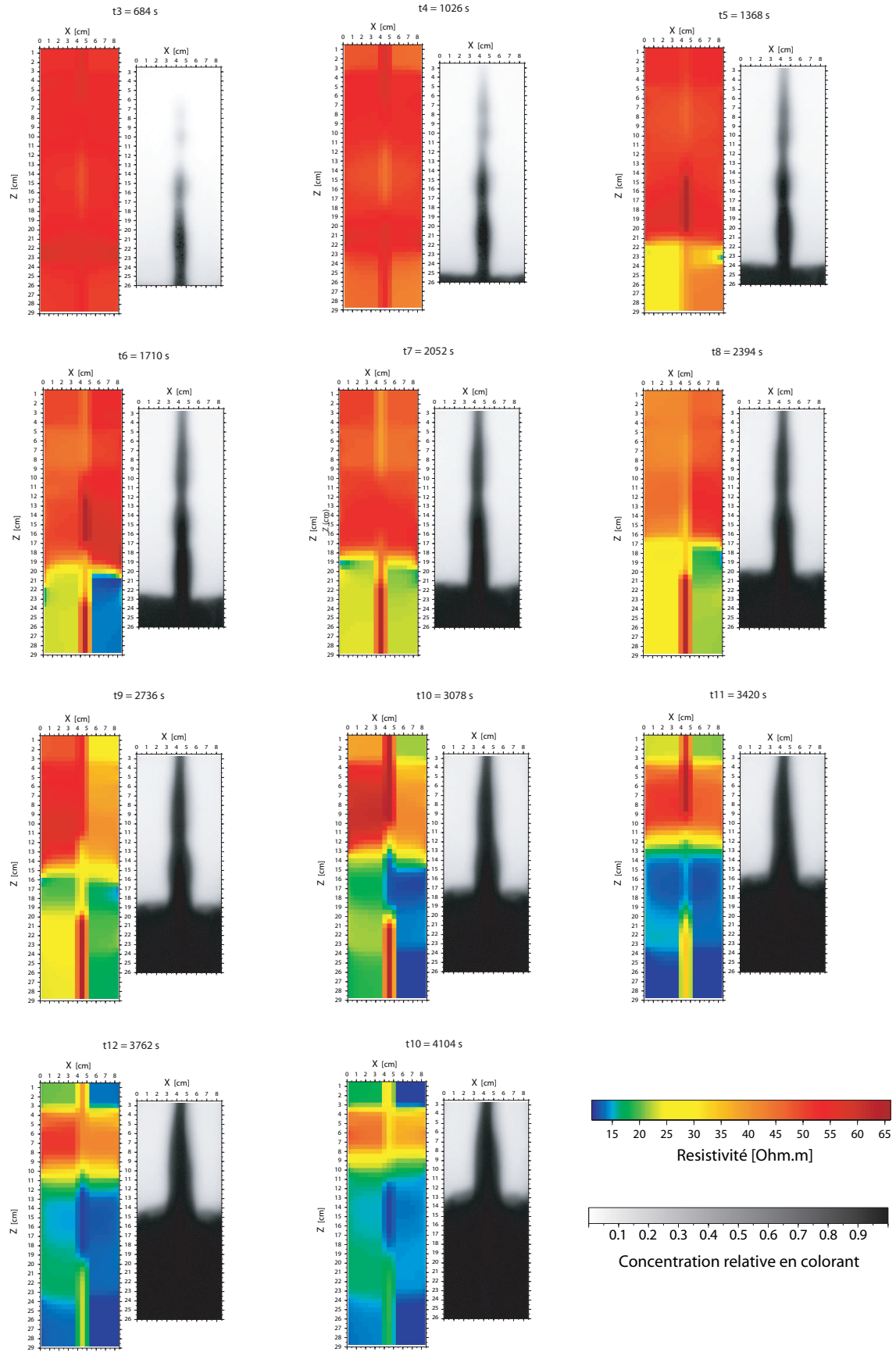


FIGURE IV.6 – *Expérience 47 : Suivi 2D temporel ERT et vidéo, injection sur toute la largeur du milieu poreux.*

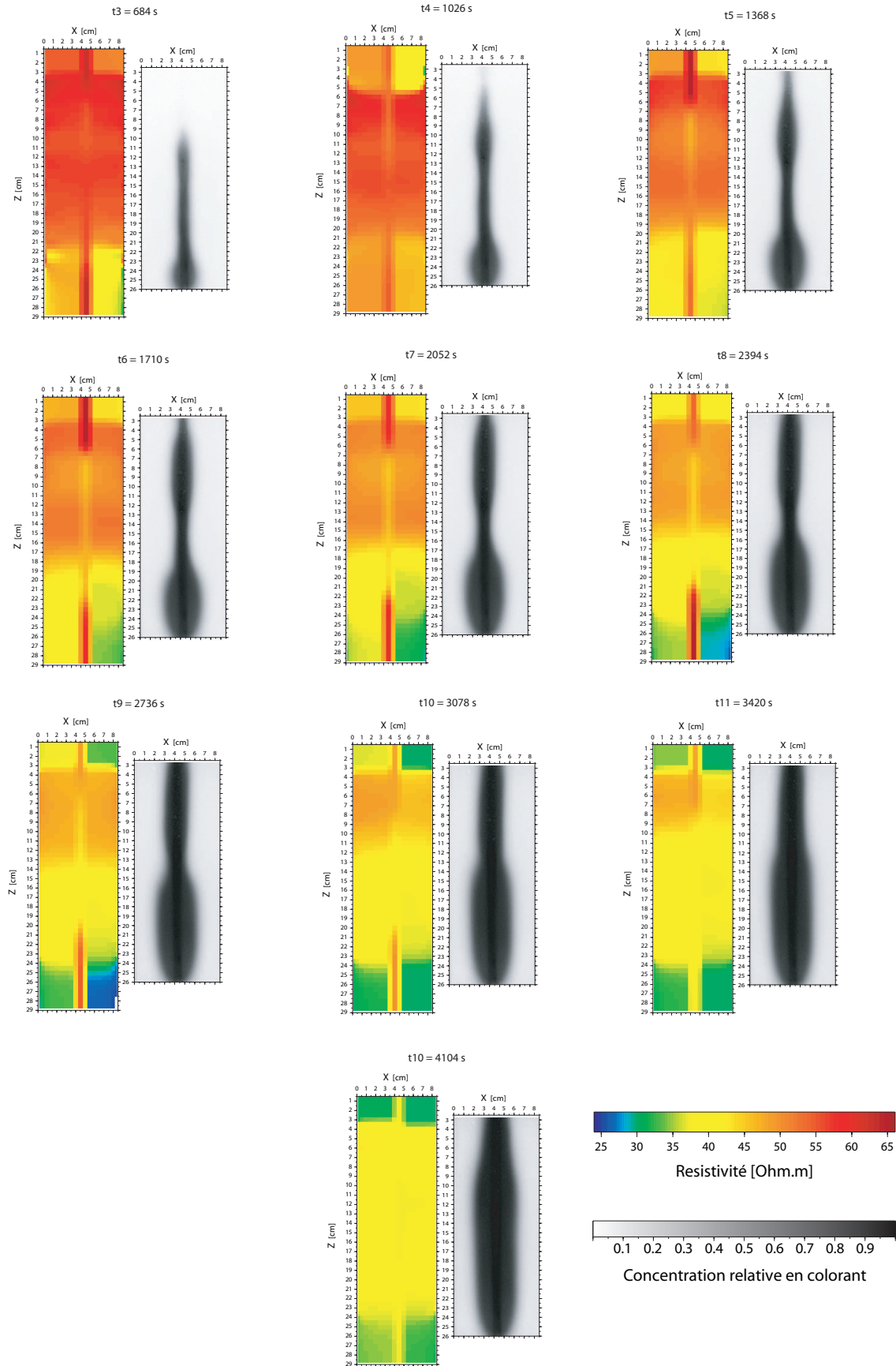


FIGURE IV.7 – *Expérience 56 : suivi 2D temporel ERT et vidéo en injection ponctuelle du traceur coloré dans la zone perméable verticale.*

<i>Exp.</i> <i>n°</i>	$[NaCl]_0$ $g.L^{-1}$	$\sigma_0$ $\mu S.cm^{-1}$	$[NaCl]_1$ $g.L^{-1}$	$[dye]_1$ $g.L^{-1}$	$\sigma_1$ $\mu S.cm^{-1}$	$Q$ $mL.min^{-1}$	$Vol$ $mL$	$N_g \times 10^{-3}$ /	$Pe_{NaCl}$ /	$Pe_{dye}$ /
50	0.3	630	0.75	0.05	1540	1.5	102	22.63	22.66	55.79
51	0.3	650	0.75	0.05	1540	1.0	105	33.94	15.11	37.19
52	0.3	630	0.75	0.05	1540	1.5	102	22.63	22.66	55.79
53	0.3	645	0.75	0.05	1540	3.0	91	11.31	45.33	111.57
54	0.3	650	0.75	0.05	1540	6.0	51	5.66	90.65	223.15
55	0.3	650	0.75	0.05	1540	1.0	102	33.94	15.11	37.19
56	0.3	645	0.75	0.05	1540	1.5	102	22.63	22.66	55.79
57	0.3	645	0.75	0.05	1540	3.0	102	11.31	45.33	111.57
58	0.3	650	0.75	0.05	1540	3.0	121	11.31	45.33	111.57
59	0.3	650	0.75	0.05	1540	6.0	51	5.66	90.65	223.15

TABLE IV.2 – *Expérimentations réalisées en injection ponctuelle continue à la base de la bande perméable verticale à 0,75 mL.min<sup>-1</sup>.  $[NaCl]_0$  et  $[NaCl]_1$  sont respectivement les concentrations en NaCl dissout dans le fluide clair et le traceur coloré.  $[dye]$  est la concentration en colorant.  $\sigma_0$  et  $\sigma_1$  sont les conductivités électriques des deux fluides.  $Q$  est le débit moyen dans les pores imposé par la pompe. La différence de densité entre les deux fluides est fixée à  $\Delta\rho = 0,5$ ,  $N_g$  est le nombre de gravité et  $Pe$  le nombre de Péclet. Les mesures ERT des expériences 50 à 54 sont acquises en dipôle-dipôle transverse, tandis que les suivis 55 à 59 sont acquis en dipôle-dipôle équatorial.*

perméable. Les deux types de perméabilité ne commencent à être identifiées qu'à partir du pas de temps  $t_6 = 1710$  s. Les parties adjacentes formées par l'empilement de petites billes donnent une distribution des contrastes de résistivité cohérente avec les résultats obtenus par injection continue en milieu homogène, avec un front de dispersion horizontal présent dès  $t_6$  et en avance sur le front du colorant. Cependant la distribution des contrastes et les gammes de résistivité dans la bande perméable sont insensibles à la présence de traceur. Ainsi au pas de temps  $t_{11} = 3420$  s, pour  $z < 10$  cm de la sortie, seule la bande perméable est saturée par le traceur et pourtant les valeurs de résistivité attribuées à cette zone sont anormalement résistantes. Cet effet est plus évident sur le suivi de l'expérience 56 où l'injection est localisée à la base du fritté de billes (IV.7). Les images vidéo, montrent la progression verticale du traceur coloré et sa diffusion latérale dans les zones d'empilement de petites billes. Au cours du temps, l'ensemble de la section 2D des modèles ERT devient relativement plus conductrice, mais la partie centrale est tout à fait insensible à la montée du traceur.

La normalisation des données (Eq.II.7) est effectuée à partir de la loi de Archie en considérant le milieu comme homogène, avec une porosité  $\phi = 0,36$  et un facteur de cimentation  $m = 1,3$ . Or dans ce cas les mesures de résistivité apparente intègrent deux types de perméabilité et une porosité légèrement différente du fritté (causée par la fusion partielles billes). Dans ces conditions la normalisation des données doit être revue à partir d'une autre relation pétrophysique qui différencie

la part de résistivité liée au fritté de celle de l'empilement des petites billes. La géométrie du milieu étant différente du milieu homogène, il conviendra également d'étudier la distribution 2D de la sensibilité électrique pour les séquences de mesures standard et d'effectuer une analyse de sensibilité